T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRON-ATOM ($_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra,$_{90}$Th,$_{92}$U,$_{94}$Pu) ETKİLEŞMESİYLE L İÇ KABUKLARININ İYONİZASYON EŞİĞİ SEVİYESİNDE UYARILMASI VE TESİR KESİTLERİNİN LOTZ DENKLEMİYLE HESAPLANMASI

Deniz AYDENİZ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

DİYARBAKIR

Şubat - 2015

T.C

DİCLE ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜ

DİYARBAKIR

Deniz AYDENİZ tarafından yapılan 'ELEKTRON-ATOM ($_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra, $_{90}$Th,$_{92}$U,$_{94}$Pu) ETKİLEŞMESİYLE L İÇ KABUKLARININ İYONİZASYON EŞİĞİ SEVİYESİNDE UYARILMASI VE TESİR KESİTLERİNİN LOTZ DENKLEMİYLE HESAPLANMASI" konulu bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir

Jüri Üyesinin

Ünvanı Adı Soyadı

Başkan:.....

Üye : .....

Üye : .....

Tez Savunma Sınavı Tarihi: 23/02/2015

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.

/02/2015

Doç.Dr.Mehmet YILDIRIM

ENSTİTÜ MÜDÜRÜ

TEŞEKKÜR

Bu çalışmamın planlanması ve yürütülmesinde yardımını esirgemeyen ve daima yol gösteren, öneren, üstün bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım değerli danışmanım Atom ve Molekül Fiziği Anabilim dalı Öğretim Üyesi ve Nükleer Fizik Anabilim dalı Başkanı Sayın Prof.Dr. Mahmut AYDINOL 'a en içten duygularımla teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca her türlü kolaylığı gösteren Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü çalışanlarına ve Fen Bilimleri Enstitüsü yetkililerine de teşekkür ederim. Bu tez çalışmamı, başından beri; **Proje no:13-FF-53** olarak kabul edip destekleyen DÜBAP(Dicle Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi) Dicle Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğüne ve tez çalışmam sürecindeki özverisi ve sabrından dolayı değerli eşime teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR ..... **I**

İÇİNDEKİLER ..... **II**

ÖZET ..... **III**

ABSTRACT ..... **IV**

ŞEKİLLER DİZİNİ ..... **V**

TABLOLAR DİZİNİ ..... **VII**

KISALTMA VE SİMGELER ..... **VIII**

1. GİRİŞ **1**

1.1. Elektron Bombardımanıyla İç Kabuk İyonizasyon Tesir Kesiti Çalışmaları **1**

1.2. Bir Tek Elektronun Bir Tek Atomla (Madde) Etkileşimi **4**

1.3. Elektronlarla Uyarma **5**

1.4. Karakteristik X Işınları Yayınlanması ve Enerji Seviyeleri **6**

1.5. Sürekli X Işınları **11**

1.6. Geçişler **12**

1.6.1. Fluoresans Verim ve Coster-Kronig Geçişler **12**

1.6.2. Auger Geçişleri ve Işımasız Geçişler **13**

1.7. Tesir Kesiti **14**

1.8. Born Yaklaşımı(Born Approximation) **15**

1.9. Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı(Distorted Wave Born Approximation-DWBA) **17**

1.10. Lotz'un Yarı Amprik Formülü **19**

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR **21**

3. MATERYAL VE METOD **23**

3.1. Materyal **23**

3.2. Metod **23**

3.3. Matlab **24**

3.4. Matlab Programı ile Kullanılmak Üzere Yazılan Kodlar **24**

4. BULGULAR VE TARTIŞMA **31**

5. SONUÇ VE ÖNERİLER **55**

6. KAYNAKLAR **57**

ÖZGEÇMİŞ **61**

ÖZET

ELEKTRON-ATOM ($_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra,$_{90}$Th,$_{92}$U,$_{94}$Pu) ETKİLEŞMESİYLE L İÇ KABUKLARININ İYONİZASYON EŞİĞİ SEVİYESİNDE UYARILMASI VE TESİR KESİTLERİNİN LOTZ DENKLEMİYLE HESAPLANMASI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Deniz AYDENİZ

DİCLE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

2015

$_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra,$_{90}$Th,$_{92}$U,$_{94}$Pu atomlarına ait L kabuğu iyonizasyon tesir kesiti ($\sigma_{Ltoplam}$) ve L_i(i=1, 2, 3) alt kabukları iyonizasyon tesir kesitleri σ_{Li} (i=1,2,3), her bir atomun on farklı elektron enerjisine (E_o) sahip etkileşimleri için Lotz denklemi ve Matlab kullanılarak hesaplandı. Hesaplar, nonrelativistik ve relativistik Lotz denklemleriyle tekrarlanmıştır. Bulunan sonuçlardan; σ_{Li} ve $\sigma_{Ltoplam}$ iyonizasyon tesir kesitleri değerleri; $E_i < E_o < 4E_i$ enerji aralığında her atom için E_i iyonizasyon enerjisi eşik değerlerinden itibaren, bombardıman enerjisi E_o ile hızla artmaktadır. Sabit bir E_o değeri için, $\sigma_{Ltoplam}$ ve σ_{Li} değerleri, Z=76 dan Z =94 de doğru büyüdükçe, küçülmektedir. Sonuçlar, L_i(i=1, 2, 3) alt kabukları iyonizasyonu süreçlerinde karakteristik x-ışını oluşumuyla yarışan diğer olayların(ışımasızlar, Auger elektronları, Coster-Kronig olasılıkları), atomik yapıların, astrofizik, radyasyon ve nükleer fizik alanındaki bazı konuların anlaşılmasında faydalı olacaktır.L_i(i=1, 2, 3) alt kabukları iyonizasyon tesir kesitiyle ilgili deneysel ve başka teorik hesaplamaların da sonuçlarını sunulan sonuçlarla karşılaştırma gereksinimi doğmuştur.

Anahtar Kelimeler: Os,…Pu arası atomlar için bir tek elektron-atom etkileşmesi, L kabuğu ve L_1 , L_2, L_3 Alt kabukları iyonizasyon tesir kesiti, Lotz denklemi, matlab

ABSTRACT

L AND L SUBSHELLS IONISATION CROSS SECTIONS CALCULATIONS OF (Os , Pt, Hg , Pb, Po, Rn , Ra, Th, U , Pu) ATOMS BY ELECTRON ELECTRON IMPACT USING LOTZ EQUATION FOR NEAR THRESHOLD ENERGY REGION.

M.Sc. THESİS

Deniz AYDENİZ

DEPARTMENT OF PHYSİCAL SCİENCE
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES
UNIVERSITY OF DICLE

2015

L shell ionization cross section (σ_L) and σ_{Li} (i = 1, 2, 3) subshells ionization cross sections for $_{76}Os$,$_{78}Pt$,$_{80}Hg$,$_{82}Pb$,$_{84}Po$,$_{86}Rn$,$_{88}Ra$,$_{90}Th$,$_{92}U$,$_{94}Pu$ atoms calculated. For each of atoms, ten different electron impacty energy values(E_o) are used. Calculations carried out by using Lotz equation in MATLAB. First, calculations done for nonrelativistic case by using nonrelativistic Lotz equation then repeated with relativistic Lotz equation. σ_L total ionization cross sections and σ_{Li} subshells ionisation cross section values obtained for E_o values in the energy range of $E_{Li} < E_o < 4E_{Li}$ for each atom. Starting allmost from $E_o = E_{Li}$ values of the each subshell ionization threshold energy, (σ_L) and σ_{Li} (i = 1, 2, 3) subshells ionization cross sections are increasing rapidly with E_o . For a fixed E_o value($\approx 3.E_o$), while Z increases from Z = 76 to Z = 94 , (σ_L) and σ_{Li} (i = 1, 2, 3) are decrease. Results show that for E_o values close to E_{Li} values, characteristic x-ray yields formation of L_i (i = 1, 2, 3) subshells dcreases while competing other events (Auger electrons, Coster-Kronig transitions) are increase. These results will also help to understand some results which they obtained from other electron-atom impact studies on σ_{Li} (i = 1, 2, 3) subshells.

Key words: (σ_L) and σ_{Li} (i = 1, 2, 3) subshells ionization cross sections calculations for Os, Pt, Hg, Pb, Po, Rn, Ra, Th, U, Pu atoms.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil No:		**Sayfa No:**
Şekil 1.1.	Elektron-Atom çarpışmaları düzeneğinin şeması (Aydınol,1981)	**5**
Şekil 1.2.	Karakteristik X-ışını oluşumu (Brouwer,2003)	**7**
Şekil 1.3.	Karakteristik X-ışınları(Gündüz,1995)	**8**
Şekil 1.4.	Karakteristik X-ışını oluşumu	**9**
Şekil 1.5.	X-ışını enerji seviyeleri diyagramı L serisi	**10**
Şekil 1.1.	X-ışınlarının oluşumu (Aygün ve Zengin, 1993)	**11**
Şekil 4.2.	Os atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi.	**31**
Şekil 4.3.	Os atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi	**32**
Şekil 4.4.	Pt atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi	**33**
Şekil 4.5.	Pt atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi	**34**
Şekil 4.6.	Hg atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi	**35**
Şekil 4.7.	Hg atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi	**36**
Şekil 4.8.	Pb atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi	**37**
Şekil 4.9.	Pb atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi	**38**
Şekil 4.10.	Po atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi	**39**
Şekil 4.11.	Po atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi	**40**

Şekil 4.12. Rn atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi **41**

Şekil 4.13. Rn atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi **42**

Şekil 4.14. Ra atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi **43**

Şekil 4.15. Ra atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi **44**

Şekil 4.16. Th atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi **45**

Şekil 4.17. Th atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi **46**

Şekil 4.18. U atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi **47**

Şekil 4.19. U atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi **48**

Şekil 4.20. Pu atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi **49**

Şekil 4.21. Pu atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0(keV)]fonksiyonu olarak değişimi **50**

Şekil 4.21. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için iyonizasyon tesir kesitlerinin(σ_{L1}, $\sigma_{L2,}$ σ_{L3}) karşılaştırılması. **52**

Şekil 4.22. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin (σ_{L1}^{rel}, σ_{L2}^{rel}, σ_{L3}^{rel}) karşılaştırılması **53**

Şekil 4.23. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için relativistik ve relativistik olmayan toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması **53**

Şekil 5.22.2.3. Elektron bombardımanı enerjisi Eo ın bir fonksiyonu olarak, Os(osmium)' un Lα , Lβ ve L γ çizgisinin tesir kesiti. Siyah noktalar deneysel çalışma Wu et al'ın (2006), katı çizgi Mc(McGuire 1977) ve kesik çizgi ise Gr(Gryzinski 1965) nin teorik çalışmalarıdır **55**

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge No:		**Sayfa No:**
Çizelge 1.1.	a_i, b_i ve c_i Lotz 'sun yarı-ampirik formülünde kullandığı parametreler, q_i alt kabuk eşdeğer elektron sayısıdır (Lotz 1967-1970)	**3**
Çizelge 1.2.	Os(Z=76) için yörüngeler, elektron bağlanma enerjileri E_b ve önemli karakteristik x ışınları enerjileri	**4**
Çizelge 1.3.	X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri (Yılmaz ve ark. 2010)	**11**
Çizelge 4.4.	Os atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**31**
Çizelge 4.5.	Pt atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**33**
Çizelge 4.6.	Hg atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**35**
Çizelge 4.7.	Pb atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**37**
Çizelge 4.8.	Po atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**39**
Çizelge 4.9.	Rn atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**41**
Çizelge 4.10.	Ra atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**43**
Çizelge 4.11.	Th atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**45**
Çizelge 4.12.	U atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**47**
Çizelge 4.13.	Pu atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleridir	**49**
Çizelge 4.14.	Atomlara ait toplam relativistik olmayan tesir kesiti (σ_{Ltop}) ve toplam relativistik tesir kesiti (σ_{Ltop}^{reel}) değerleri	**51**
Çizelge 4.15.	Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitleri	**52**

KISALTMA VE SİMGELER

E_0 : Bombardıman için kullanılan elektronun enerjisi

E_1 : Fırlatılan elektronun enerjisi (eV)

E_2 : Saçılan elektronun enerjisi (eV)

E_i : Atomun alt kabuklarındaki elektronlara ait bağlanma enerjileri (eV)

E_{Li} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının iyonizasyon enerjisi (eV)

σ_{Li} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının relativistik olmayan tesir kesiti (cm^2 veya barn)

σ_{Li}^{rel} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının relativistik tesir kesiti (cm^2 veya barn)

σ_{Ltop} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının relativistik olmayan toplam tesir kesiti (cm^2 veya barn)

σ_{Ltop}^{rel} : L_1, L_2, L_3 alt kabuklarının relativistik toplam tesir kesiti (cm^2 veya barn)

a_i : Katsayı (10^{-14} cm^2 $(eV)^2$)

b_i : Katsayı

c_i : Katsayı

i : 1,2,3, (alt indis)

q_i : Alt kabuk elektron sayısı

m : Elektronun kütlesi ($9{,}11\ 10^{-31}$ kg)

c : Işık hızı (3×10^8 m/s)

Z : Atom numarası

Os : Osmium (Osmiyum)

Hg : Mercury (Civa)

Rn : Radon (Radon)

Ra : Radium (Radyum)

U : Uranium (Uranyum)

Pt : Platinum (Platin)

Pu : Plutonium (Plutonyum)

Th : Thorium (Toryum)

Pb : Lead (Kurşun)

Po : Polonium (Polonyum)

1.GİRİŞ

1.1.Elektron Bombardımanıyla İç-Kabuk İyonizasyon Tesir Kesiti Çalışmaları

Atomların elektron bombardımanıyla iç-kabuk iyonizasyon tesir kesiti ölçümleri ve hesaplamaları yıllardır devam eden araştırma konularıdır.Elektron etkisi ile atomik iç kabukların iyonlaşma kesitlerini doğru ve güvenilir bir şekilde deneysel çalışmak çok amaçlı elektron-atom etkileştirme deney sistemleri gerektirir. Bu sistemler x ışınları spektroskopisi, elektron prob mikroanalizi (EPMA) ve Auger elektron spektroskopisi (AES) uygulamalarını da aynı anda içermelidir. Konunun karmaşıklığı nedeniyle deneysel verilerin azlığı ve içerdikleri belirsizlikler dikkat çekicidir. Konuyla ilgili sistematik teorik çalışmalarda azdır. İç kabuk iyonizasyon tesir kesiti bilgileri, atomun yapısının anlaşılması, x-ışını kaynaklarının karakterizasyonu, astrofizik, füzyon plazma fiziği, radyasyondan korunma tasarımı ve tıpta; elektron, foton bombardımanıyla dokuya enerji aktarımı çalışmalarında gereklidir .

Deneysel çalışmalar için imkanların olmaması nedeniyle konunun teorik çalışılması için Lotz denkleminden ve Matlab programının getirdiği hesaplama kolaylıklarından faydalanılmıştır. Herhangi uyarılmamış haldeki A atomu yüksek enerjili bir elektronla etkileştirilirse; L iç kabuğu veya L_i(i=1,2,3) alt kabuklarının uyarımı mümkündür. Atomla etkileşmek üzere gönderilen elektronların kinetik enerjisi (E_o) değerleri, iç kabuk iyonizasyon enerji (E_i) değerlerine göre yaklaşık olarak $E_i < E_o < 4E_i$ aralığında seçilmiştir. İç kabuk iyonizasyon enerjisi (E_i)'nin değerinden büyük bombardıman edici elektronun kinetik enerjisi (E_o) değerleri için herbir L_i alt kabuğu iyonizasyonu olayı, E_o enerjisine çok bağımlıdır. Genel olarak yeterince yüksek enerjili bir elektronla, nötr atomun etkileşimi için L_i alt kabuklarının iyonlaşma süreci düşünülürse

$$e(E_0) + A \rightarrow A^{+*} + e(E_1) + e(E_2) + (\text{veya } h\upsilon) \qquad (1.1)$$

yazılabilir.

Buradaki A nötr atom, sağ taraftaki $\mathbf{A^{+*}}$ ise bir defa iyonize olmuş uyarılmış halde duran iyon için kullanılmıştır. Burada E_0 atomun üzerine gönderilen ve atomu iç kabukları seviyesinde uyarmada kullanılan elektronun enerjisidir. E_1 ve E_2 ise sırasıyla saçılan, belirli bir olasılıkla uyarılan alt kabuktan fırlatılan elektronun enerjisidir. $h\upsilon$ ise uyarılan ve iyonizasyona uğrayan L_i alt kabuğuna ait karakteristik x ışınlarının enerjisidir. Karakteristik X-ışınları tayfının oluşmasına neden olan geçişler rastgele olmayıp elektronik dipol seçim kurallarına göre sınırlanmıştır;

$\Delta n \neq 0$ (n: Baş veya ana kuantum sayısı),

$\Delta l = \pm 1$ (l: yörünge kuantum sayısı) veya $\Delta j = 0$.

Bunların dışındaki geçişler yasak geçişlerdir**.**

Oluşan karakteristik x ışınlarının şiddetleri toplamı iyonizasyon olayının meydana gelmesi olasılığının yani σ_i tesir kesitinin bir ölçütüdür.İyonizasyon tesir kesiti verileri; elektronik probe, taramalı elektron mikroskopu, Auger elektron spektrometresi ve bazı dedektörlerin hasasiyetlerinin artırılmasına adapte edilmiştir. Magnetik alan sıkıştırmalı füzyon ile lazerli füzyon teknolojisi çalışmalarında çok doğru ve güvenilir iç kabuk iyonizasyon tesir kesiti verilerine acilen gereksinim vardır. Etkileşim sürecinde gelen elektronun saldığı frenleme ışınımı yanında, hedef atoma ait L_i(i=1,2,3) alt kabuklarına özgü karakteristik x ışınları yanında(iyonizasyon sonrası tekrardan uyarım dahil), Auger elektronları, ışımasız geçişler ve Coster-Kronig de düşünülmelidir.

Bu çalışmada, $_{76}Os$,$_{78}Pt$,$_{80}Hg$,$_{82}Pb$,$_{84}Po$,$_{86}Rn$,$_{88}Ra$,$_{90}Th$,$_{92}U$,$_{94}Pu$ atomlarına ait alt kabukları iyonizasyon tesir kesitleri σ_i (i=1,2,3) ler her bir atom için 10 farklı elektron enerjisi (E_o) değerleri için Lotz denklemi kullanılarak hesaplandı. Sonuçlar diğer teorik veya deneysel çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılmasında faydalı olacaktır. Os' ma ait L_i(i=1,2,3) alt kabuklarının iyonizasyon tesir kesitleri σ_i(i=1,2,3) E_o ile hızla artmaktadır. Sonuçlar, Wu Zhangwen et al(2006)'nın bulgularıyla karşılaştırılmıştır. Ayrıca bu eserde verilen Gryzinski ve McGuire'ın teorilerinden Os L kabuğunun bir tek elektron bombardımanıyla iyonizasyonu için elde edilmiş(grafiksel) değerlerle, Lotz denkleminden elde edilen iyonizasyon tesir kesiti değerleri karşılaştırılmıştır.

Lotz'un yarı-ampirik formülü(Lotz denklemi), (1967-1970)'de Lotz tarafından elektron-atom/iyon etkileşmesinde orta enerjilerde atomların iç kabuklarının σ_{Li} (i=1,2,3) değerlerini hesaplamak için geliştirilmiştir: Lotz, Born yaklaşımı teorisine (BA) dayalı olarak Bethe tarafından geliştirilen Bethe tesir kesiti formülünün(...) $ln(E_o/E_i)/E_oE_i$ ifadesine, alçak enerjili uyarıcı elektronlar (E_o) için bir düzeltme faktörü çarpanı ekleyerek oluşturmuştur. Bu denklemi, önce Lotz $1 \leq Z \leq 20$ arası atomların iç kabuklarının σ_{Li} (i=1,2,3)'ni hesaplamada(1968), sonra da Pessa da $4 \leq Z \leq 90$ arasındaki atomların iç kabuklarının σ_{Li} (i=1,2,3)'ni hesaplamak için kullanmıştır(1971). Relativistik olmayan bölgede σ^i_{Li} 'yi hesaplamak için kullanılan Lotz'un denklemi(Lotz,1968) aşağıdaki gibidir;

$$\sigma_i = a_i q_i ln(E_o/E_i)/E_oE_i [1-b_i \exp(-c_i(E_o/E_i))]. \quad (1.2)$$

(1.2)'denklemiyle σ^{i}_{Li} ler hesaplanırken a_i, b_i ve c_i sabitleri Lotz'un makalesinden alınmıştır (Lotz,1967-1970). q_i L kabuğu için eşdeğer elektron sayısıdır. a_i, b_i, c_i ve q_i değerleri Tablo.1'de verilmiştir.

Çizelge 1.1. a_i, b_i ve c_i Lotz 'sun yarı-ampirik formülünde kullandığı parametreler, q_i altkabuk eşdeğer elektron sayısıdır (Lotz 1967-1970).

	a_i $(10^{-14}\ cm^2\ (eV)^2)$	b_i	c_i	q_i
L_1	4	0.5	0.6	2
L_2	2.6	0.92	0.19	2
L_3	2.6	0.92	0.19	4

σ_i relativistik olmayan tesir kesitidir. E_o olay elektronun etkileşme enerjisi, E_i alt kabukların bağlanma enerjisi, q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı. a_i, b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir (Pessa 1971). Lotz , seçilen a_i, b_i ve c_i bireysel sabitlerinin deneysel veya teorik yöntemlerle veya başka bir yolla örneğin çok iyi bir tahmin yöntemiyle belirlenmesi gerektiğini vurgulamıştır(Lotz 1967).

Denklem (1.2)'deki $\{ln(E_o / E_i) / E_o E_i\}$ Bethe formülü olup, yanındaki çarpan düşük enerjili elektronlar için düzeltme faktörüdür; burada $E_o \geq E_i$ kabul edilmiştir. Denklem (1.2) oluşturulurken spin-orbit yarılması (bölünmesi) dikkate alınmamıştır. Bu nedenle örneğin, E_{L2} ve E_{L3} alt kabuklarının elektron bağlanma enerjileri(veya iyonizasyon eşik enerjileri) farklı olmasına rağmen bütün 2p elektronları için Lotz E_{L3} değerini kullanmıştır. Lotz, L toplam iyonizasyon tesir kesitini her bir atom için hesaplarken üç alt kabuk iyonizasyon tesir kesitlerini her bir E_o değeri için denklem (1.2)'den elde ettiği değerleri toplayarak hesaplamıştır. Dinamik sistemlere ait elektron-elektron çarpışmalarında relativistik olmayan çarpışmalar için Coulomb hız dağılım fonksiyonu $f(\upsilon)$ ve relativistik çarpışmalar için Coulomb hız dağılım fonksiyonu $F(\upsilon)$ aşağıdaki gibidir:

$$f(\upsilon) = (k_1/k_2)\{(k_2)/(k_1+k_2)\}^{3/2} \tag{1.3}$$

$$F(\upsilon) = (k_1/k_2)\{(2+k_1)/(2+k_2)\}\{((1+k_2)/(1+k_1))\}^2 * \{(1+k_1)^2 / [(1+k_2)^2 + (k_1/k_2)((2+k_1)/(2+k_2))((1+k_2)/(1+k_1))^2]\}^{3/2} \tag{1.4}$$

Buradaki $k_1 = (E_i/mc^2)$ ve $k_2 = (E_o/mc^2)$ olup m elektronun durgun kütlesi , c ise ışığın boşluktaki hızıdır.

Çizelge 1.2. Os(Z=76) için yörüngeler, elektron bağlanma enerjileri E_b ve önemli karakteristik x ışınları enerjileri

Kabuk Sembolü	**Yörünge**	**E_b(eV)**	**Önemli karakteristik X ışını Enerjileri(eV)**
L_1	2s	12968	$L_{\beta 3,4}$ 10551,10176 ve $\gamma_{2,3,4}$ 12419,12497,12675
L_2	$2p_{1/2}$	12385	$L_{\beta 1}$ 10355 ve γ_1 12095
L_3	$2p_{3/2}$	10871	$L_{\alpha 1,2}$ 8912, 8841 ve $L_{\beta 2}$ 10559

Wu Zhangwen et al(2006)'ın ve diğer araştırmacıların Os için kullandıkları fluoresans üretim katsayısı, Coster-Kronig geçiş şiddeti katsayısı, Atom ağırlıkları, hedef ve hedef tutucu kalınlığı v.s gibi parametreler hatalarıyla birlikte veri analizinde kullanılmıştır. Genelde deneysel olarak ölçülen spektrumda ayıklanan faydalı karakteristik x ışını şiddetleri, ilgili L alt kabuğu ürünü adı altında toplanır. Farz edelim ki L_1 alt kabuğundan kaynaklananlar için üretim tesir kesiti σ^x_{L1} olsun. Bu alt kabuğa ait iyonizasyon tesir kesiti

$$\sigma_{L1} = \sigma^x_{L1} / \omega_1$$

bağıntısından hesaplanmıştır. Benzer şekilde σ_{L2} , σ_{L3} de hesaplanmıştır. Bunların üçünün toplamı da $\sigma^i_{Ltoplam}$ olarak verilmiştir. L kabuğunun tamamı için etkin fluoresans üretim katsayısı ($\omega_{etkin(Ltoplam)}$) hesabında hatalar katlanarak $\sigma^i_{Ltoplam}$ sonuçlarına etki etmektedir.

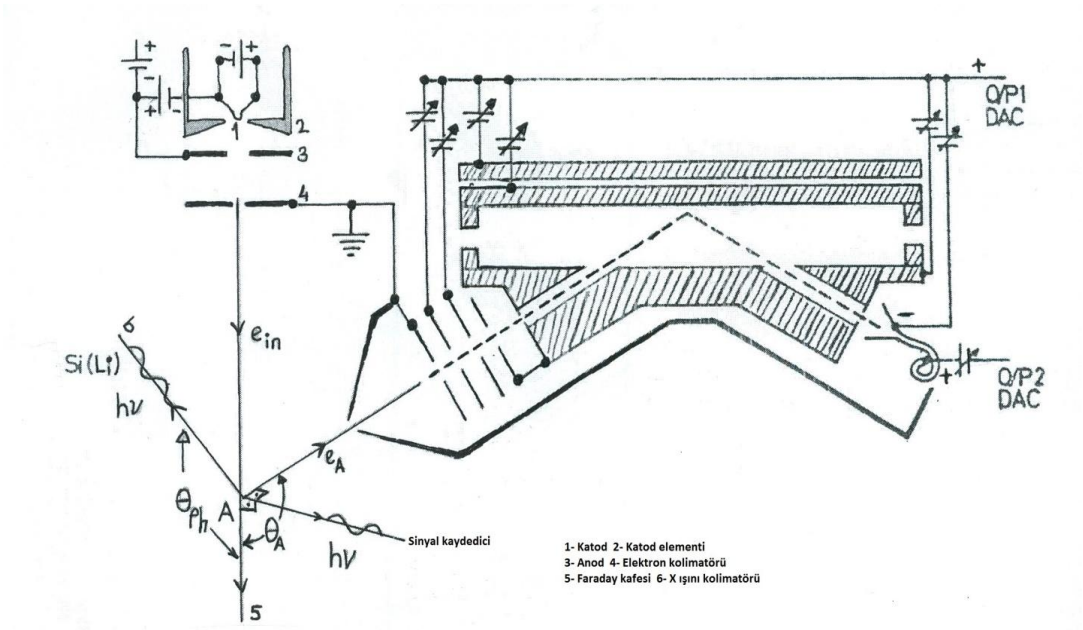
1.2. Bir Tek Elektronun Bir Tek Atomla(Madde) Etkileşimi

Elektron-atom etkileşmeleri sonucunda meydana gelebilecek temel ihtimaller şu şekilde sıralanabilir: 1- Enerjisine bağlı olarak elektron, atomun içyapısında herhangi bir değişikliğe neden olmadan saçılabilir, 2- Atomun uyarılma enerjisine eşit veya daha yüksek enerjili bir elektron, atoma çarparak atomdan bir foton salınmasına sebep olabilir, 3- Gelen elektron atomdan bir elektronunu koparabilecek enerjiye sahipse atom iyonlaştırılabilir, 4- Eğer atom birden fazla elektrona sahip ve gelen elektronun enerjisi hedef atoma ait bazı elektronları iyonlaştırabilecek seviyede ise birden fazla elektron koparılabilir. Bu durumda hedef atom çoklu iyonize olmuş demektir.

İyonizasyon, bombardıman edici elektronun kinetik enerjisine (E_o) bağlı olarak belirli olasılıklarla değişik yörüngelerdeki elektronların sökülmesiyle gerçekleşir. Aslında tesir kesiti bir olayın meydana gelmesi olasılığının bir ölçütü olup σ (sigma) ile gösterilir. Birimi de 1barn $=10^{-24}$ cm^2 dir. Bir tek elektron ile bir tek atomun etkileşimini, içerisinde 10^{-6} – 10^{-8} torr'luk yüksek vakum oluşturulmuş[aslında düşük (alçak)] vakum tankında gerçekleştirmek

mümkündür. Böyle bir düzeneğin şeması Şekil.1.1'de görülmektedir. Düzenek çok amaçlı kullanılmak üzere Aydınol tarafından yapılıp 1975-1981 yılları arasında kullanılmıştır. Gaz fazındaki madde atomları şekil düzlemine dik olarak gönderilip (oldukça yavaş hızlı olduklarından duruyor varsayarak), bunlarla üzerlerine 90^o ile gönderilen elektronlar etkileştirilip K ve L kabukları seviyesinde iyonizasyonlar gerçekleştirilmiştir. Deneysel elektron-atom etkileşmesiyle ilgili ayrıntılı bilgi Aydınol ve arkadaşlarının 1976-1996 arasındaki yayınlarından ve Aydınol'un tezlerinden (1977 ve 1981 Stirling Üniversitesi, Scotland/United Kingdom) edinilebilir.

Bu çalışmada özellikle L kabuğu (L_1, L_2, L_3 alt kabukları için de ayrı ayrı) iyonizasyon tesir kesiti LOTZ denklemi yardımıyla, seçilen çok elektronlu on değişik atom için hesaplanmıştır. Benzer bir çalışma daha düşük 5 atom için Akide tarafından çalışılmıştı.



Şekil 1.1. Elektron-atom çarpışmaları düzeneği sisteminin şeması(Aydınol 1981)

1.3.Elektronlarla Uyarma

Elektronlarla uyarmada, çok hızlı elektronlarla atomlar bombardıman edilerek (mümkünse serbest haldeki atomlarda) boşluklar meydana getirilir. Gelen elektron saçılırken atomdan bir elektron sökülür. Saçılan elektrona saçılmış primer elektron, sökülen elektrona da sekonder elektron denir. Yüksek enerjili elektronlarla kapsamlı ve önemli bilimsel çalışmalar çok ince gümüş metal yapraklar içindeki (katı hedef) gümüş atomları L ve K kabukları seviyesinde iyonize olacak şekilde uyarılarak yapılmıştır.

Elektronlarla uyarma sisteminin avantajları şöyle sıralanabilir: i) Yüksek uyarma verimi nedeniyle hafif elementler için iyi hassasiyet gösterirler, ii) Elektronlar ancak ince yüzey tabakalarından geçebildiklerinden soğurma şiddetlendirme etkileri küçüktür, iii) Elektronlar ince filmlerde büyük ölçüde soğurulabildikleri için iyi hassasiyet gösterirler. Oysa x-ışınları, yüzeyden geçmeleri sonucu çok az iyonlaşmaya neden olurlar.

Elektronlarla uyarma sisteminin dezavantajları da vardır; i) Elektronlar sürekli spektruma sebep olmaları nedeni ile büyük temel sayma verirler, ii) Elektronların numune derinliklerine nüfuz etmeleri veya numuneden geçme ihtimali çok küçüktür.

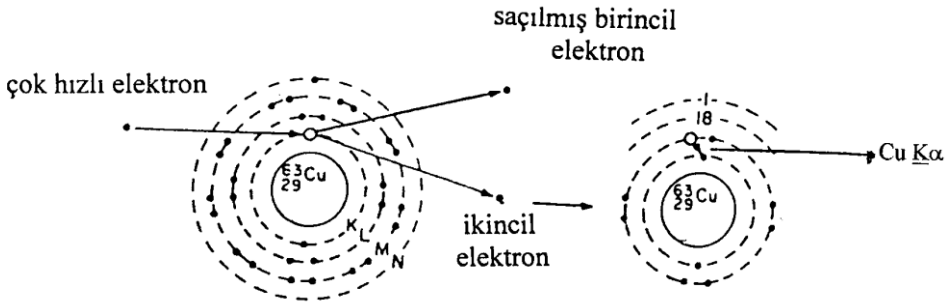
Düşük atom numaralı elementler dışında da hedefi katı madde durumundan bir tek atom hedef haline yani gaz atomları haline dönüştürerek çok iyi hassasiyet göstermeleri sağlanarak deneysel veya teorik elektron-bir tek atom etkileşmesi çalışmaları yapılmaktadır.

1.4.Karakteristik X Işınları Yayınlanması ve Enerji Seviyeleri

Karakteristik X - ışınlarının oluşması için altı yol vardır:

1. Hedefi elektronlarla bombardıman etmek, 2. Hedefi protonlar, alfa parçacıkları veya hızlandırıcılardan gelen diğer iyonlar ile bombardıman etmek, 3. Hedefi X-ışını tüplerinde oluşan birincil X-ışınları ile bombardıman etmek, 4. Hedefi radyoizotoplardan yayınlanan alfa, beta, gama parçacıkları ile bombardıman etmek, 5. Hedefi hedef elementten yayınlanan ikincil X-ışınları ile bombardıman etmek, 6. Doğal (iç dönüşüm, K yakalama, β bozunumu) radyoaktif oluşum.

Hedefe gelen yüksek hızlı elektron yörüngede bulunan bir elektronla etkileşebilir. Bu etkileşim sonucunda yüksek hızlı elektrondan yörünge elektronuna uyarılma enerjisi aktarılır. Yörünge elektronuna aktarılan bu uyarılma enerjisi ya elektronu atomdan dışarı atacak ya da bulunduğu yörüngeden bir üst yörüngeye çıkaracaktır. Her iki durumda da yüksek hızlı elektron, enerjisinin bir kısmını orbital elektronuna verir. Orbital elektronu aldığı bu fazla enerjiyi X-radyasyonu olarak verir. Bu şekilde iki elektronun atomik ortamda etkileşmesi sonucu oluşan radyasyona o atoma ait karakteristik x ışını radyasyonu adı verilir. Bu karakteristik x ışınının sembolik gösterilimi veya isimlendirilmesi, elektron boşluğu ve bu boşluğu dolduran elektronun yörüngeleri, elektronların geçiş kurallarına uymaları, yörüngelerin elektron bağlanma enerjileri göz önüne alınarak yapılabilir.



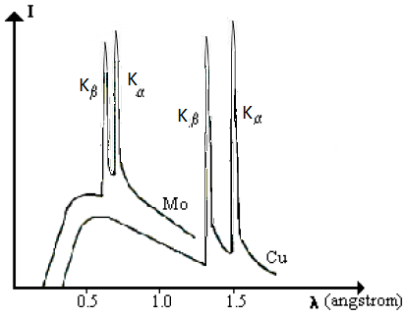
Şekil 1.2. Karakteristik X-ışını oluşumu (Brouwer, 2003)

Bir orbital elektronu atomdan çıkarsa yerinde bir boşluk kalacaktır. Bu boşluğu doldurmak için daha üst yörüngelerde bulunan bir elektron buraya geçer. Bu hareketlilik atomik denge için gereklidir. Çekirdekten daha uzaktaki orbitallerde bulunan elektronlar daha küçük enerjiye sahiptirler. Bu yüzden üst orbitalden alt orbitale geçen bir elektron aradaki enerji farkını elektromanyetik dalga yani X-ışını olarak verir. Genel olarak orbital elektronlarının enerjileri yüksek hızlı elektrona göre oldukça düşüktür. Bu yüzden meydana gelen X-ışınlarının enerjileri orbital elektronlarının enerjilerini yansıtırlar, yani enerjileri düşüktür ve X-ışınları olan her yerde karakteristik X-ışınları vardır (Sahin,1989). Diğer yandan, eğer elektron atomdan dışarı çıkamazsa sadece geçici olarak orbitalini değiştirecektir. Bunun nedeni bombardıman elektronunun enerjisinin orbital elektronunu atomdan tamamen atacak kadar olmamasıdır. Bu durumda elektron, enerjiye bağlı olarak üst orbitallerden birine geçer ve yerinde bir boşluk bırakır. Bu boşluk bir üst seviyedeki elektron tarafından doldurulmalıdır. Fakat bu durumda fazla enerji elektromanyetik dalga, yani X-ışını olarak verilmelidir.

Karakteristik X- radyasyonunun enerjisi bombardıman elektronunun enerjisi ile tayin edilmez. Karakteristik X-ışınlarının enerjisi, bir elektronunun bir orbitalde bulunan boşluğu doldururken verdiği enerjidir.

Herhangi bir yolla bir atomdan elektron sökülürse veya daha üst enerji seviyelerine çıkarılırsa atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle hızlandırılmış elektronlarla, X-ışını tüpünden yayınlanan X-ışınları ile radyoizotop kaynaktan yayınlanan fotonlarla, proton,nötron ve α parçacıklarıyla, sekonder X-ışınları ile gerçekleştirilir. Bu yöntemlerden biriyle atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine çok kısa bir zaman içerisinde (10^{-8}~10^{-9} sn. arasında) üst tabakalardan bir elektron geçişi olur. Bu geçiş sırasında bir foton yayımlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişinden yayımlanan bu fotona o elementin karakteristik X-ışını fotonu denilir**.** Şekil 1.3'de K tabakasına ait karakteristik X ışını grafiği verilmiştir. Bu ışınlar ile optik ışınlar arasındaki en önemli fark optik spektrumda görünür bölgededir. Örneğin, 5000 Å

dalga boylu çizgiyi oluşturan foton enerjisi 2.48 eV iken X-ışınları spektrumunda 1 Å dalga boylu bir fotonun enerjisi bundan yaklaşık olarak beş bin kez daha büyük olup $1.24x10^4$ eV'dur. Bunun sonucu olarak da enerji düzeylerine geçmeleriyle oluşan optik ışınlarının aksine karakteristik X ışınları madde içindeki bir elementin herhangi bir atomun elektronlarının uyarılması sonucunda oluşan elektron geçişleri çekirdeğe en yakın enerji düzeyleri arasında olmaktadır. Mesela, K kabuğunda meydana gelen bir boşluğun diğer üst tabakalardaki elektronlardan biri tarafından doldurulması sırasında meydana gelmektedir (Şahin 1989).



Şekil 1.3. Karakteristik X-ışınları (Gündüz, 1995)

Yayınlanan tüm X-ışını fotonlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen çizgiler o elementi karakterize ederler. Karakteristik X-ışını fotonlarının dalga boyu ile uyarılan elementin Z atom numarası arasındaki ilişki,

$$\frac{1}{\lambda} = K\,(Z - \sigma) \qquad (1.5)$$

şeklindedir ve bu ilişkiye ***"Moseley" kanunu*** denir. Burada K her bir spektral seri için farklı değerler alan bir sabittir. σ perdeleme sabitidir ve atomdaki diğer elektronlardan dolayı meydana gelen itme için bir düzeltme katsayısıdır. λ ise X-ışını fotonunun dalga boyudur (Jenkins 1986).

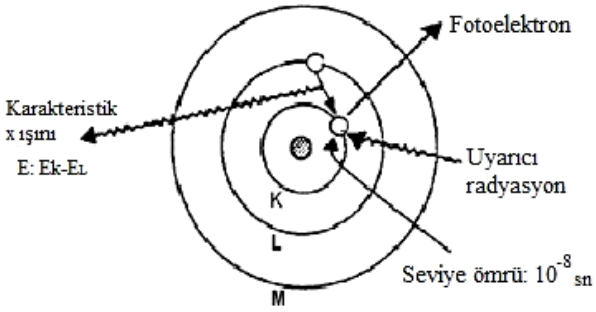
Bir foton tarafından atomun K seviyesi uyarılırsa K tabakasında oluşan boşluk atomun üst L, M, N,….. tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulabilir. Bu boşluk L tabakasındaki elektronlarla doldurulursa meydana gelen karakteristik X-ışını Kα , diğer üst tabakalar tarafından doldurulursa K karakteristik fotonları ortaya çıkar. Bu fotonların saçılmasıyla K karakteristik çizgileri elde edilir. L ve M karakteristik çizgileri de benzer şekilde elde edilir (Şahin, 1989).

K tayfı, K tabakasındaki boşluklara elektronların geçişlerini takiben oluşur. K tayfı basit bir yapıya sahiptir ve genellikle çok yüksek atom numaralı elementler için oluşan ekstra iki çift çizgiden meydana gelir. L tayfı, L tabakalarındaki boşlukları doldurmak için elektronların bu

boşluklara geçişlerini takiben oluşur. Üç alt tabakaya sahip L tabakası ile tekli K tabakası karşılaştırıldığında, seçim kuralları ile kabul edilen L geçişlerinin sayısı K'dan çok daha fazla olmuş olacaktır. Bu yüzden L tayfı K tayfından çok daha karmaşıktır ve yüksek atom numaralı elementlerde, 20 ile 30 arasında diyagram çizgileri gözlemek mümkündür. K serilerindeki gibi, önemli sayıda yasak geçişler ve karakteristik çizgiler gözlenebilir. Fakat birincil foton etkisinden sadece çift iyonlaşma ile oluşan çizgiler ve başlıca foto-iyonlaşmadan oluşan L serisi çizgileri K serisine benzemez (Siegbahn, 1967). K ve L tabakalarına kıyasla beklenildiği gibi, beş alt tabakaya sahip M tayfi K ve hatta üç alt tabakaya sahip L tayflarından daha karmaşık ve daha kararsızdır. Buna ilaveten diğer tabakalara göre daha fazla geçişler içeren yüksek numaralı tabakalardır. Ayrıca yayınlama spektrumunda öz-soğurmaya neden olduğu önemli değişiklikler bulunur.

Birçok analitik X-ışını spektrometrelerinin ölçülebilen dalga boyu bölgesi sadece yaklaşık 20 Å kadar uzatılabildiği için M tayfına çok az sıklıkta rastlanır ve sadece 3 Å' dan büyük vakumlu ortamda görülebilir. Buna rağmen atom numarası Z > 57 olan elementlere yaklaşıldığında güçlü M çizgilerine rastlanır. M çizgilerinin büyük çoğunluğu, M yayınlama spektrumları geçiş durumlarına göre adlandırılmıştır. Bir elementin L spektrumu ile farklı bir elementin M spektrumu arasında birtakım benzerlikler gözlenmektedir. Her iki tayf yüksek enerji kıyısındaki zayıf çizgilerle yayılan oldukça güçlü bir β ve güçlü bir α ile temsil edilir (Jenkins 1986).

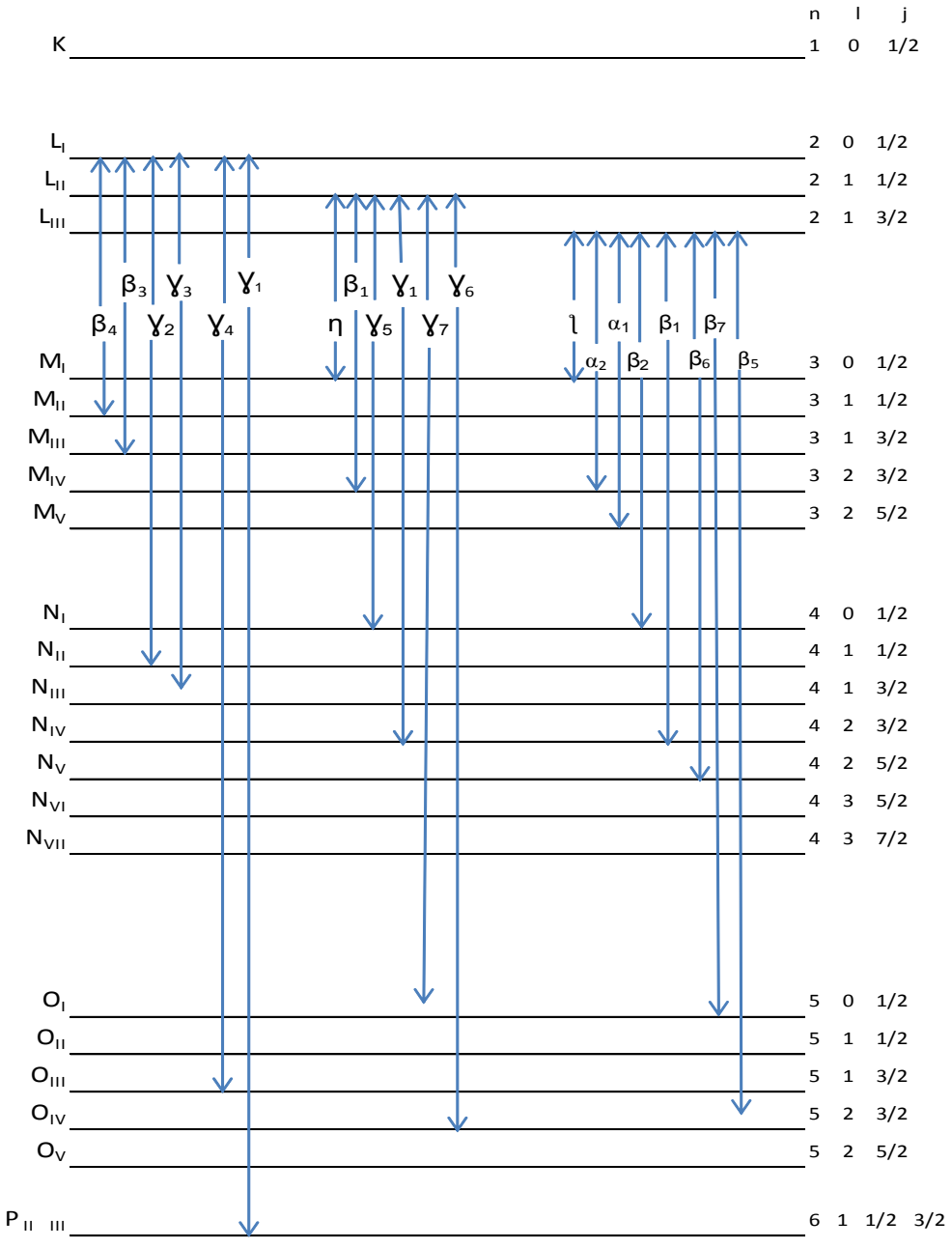
Bu ışınlar, doğal ve suni olmak üzere iki şekilde meydana gelir. Doğal X ışınları,atom çekirdeği tarafından, K enerji seviyesindeki bir elektronun yakalanması, iç dönüşüm ve β^+ bozunması olaylarıyla meydana gelir. Suni olarak X ışınları, herhangi bir yolla atomun uyarılması ile meydana gelir. Karakteristik X-ışını oluşumu şekil (1.4)'de gösterilmektedir.



Şekil 1.4. Karakteristik X-ışını oluşumu

Eğer hedef metali üzerine çarpan elektronların enerjileri K tabakasından elektron sökecek kadar büyük değilse, L, M,N tabakalarından birinden bir elektron sökebilir ve bu kez K tabakasına benzer olarak L tabakasında meydana gelen boşluğun M, N,tabakalarındaki

elektronlarla doldurulması esnasında Lτ, L_α , L_β , Lγ karakteristik ışınları, yine aynı şekilde M tabakası için M_α , M_β , Mγ ve N tabakası için N_α , N_β , Nγ karakteristik X-ışını çizgileri oluşur(Taş,2011).



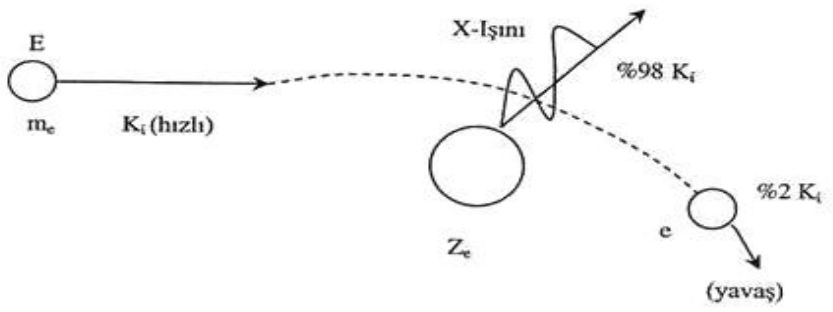
Şekil 1.5. X-ışını enerji seviyeleri diyagramı L serisi

Çizelge 1.3. X-ışını diyagram çizgilerinin Siegbahn ve IUPAC gösterimleri (Yılmaz ve ark. 2010)

Siegbahn Gösterimleri	**Tabakalar Arası Geçiş**	**Siegbahn Gösterimleri**	**Tabakalar Arası Geçiş**
$L_{\beta 4}$	L_{I}-M_{II}	$L_{\beta 6}$	L_{III}-M_{I}
$L_{\beta 3}$	L_{I}-M_{III}	$L_{\beta 15}$	L_{III}-N_{IV}
$L_{\gamma 2}$	L_{I}-N_{II}	$L_{\beta 2}$	L_{III}-N_{V}
$L_{\gamma 3}$	L_{I}-N_{III}	$L_{\beta 7}$	L_{III}-O_{I}
$L_{\gamma}{}'^{4}$	L_{I}-O_{II}	$L_{\beta 5}$	L_{III}-$O_{IV,V}$
$L_{\gamma 4}$	L_{I}-O_{III}	$L_{\gamma 1}$	L_{II}-N_{IV}
L_{n}	L_{II}-M_{I}	$L_{\gamma 8}$	L_{II}-O_{I}
$L_{\beta 1}$	L_{II}-M_{IV}	$L_{\gamma 6}$	L_{II}-O_{IV}
$L_{\gamma 5}$	L_{II}-M_{I}		
L_{l}	L_{III}-M_{I}		
$L_{\alpha 2}$	L_{III}-M_{IV}		
$L_{\alpha 1}$	L_{III}-M_{V}		

1.5.Sürekli X Işınları

Hedefe gelen yüksek hızlı elektron atomun çekirdeğine yaklaşırken elektronun negatif yükü ile çekirdeğin pozitif yükü etkileşir ve çekirdeğe doğru bir sapma olur. Sapan elektronun hızı, dolayısı ile enerjisi azalır. Bu enerji azalması sürekli X-ışını (bremsstrahlung) olarak ortaya çıkar. Bu ışınlara sürekli denmesinin sebebi ise enerji spektrumlarının sürekli olmasındandır. Yani, sürekli X-ışınlarının enerji aralığı, hemen hemen sıfırla yüksek hızlı elektronun maksimum enerjisi arasındadır.Sürekli X-ışınlarının enerjisi üç faktöre bağlıdır. Bunlar; yüksek hızlı elektronun enerjisi, hedef malzemenin yoğunluğu ve elektronun hareket doğrultusu ile frenleyici çekirdek arasındaki uzaklıktır. Çekim kuvveti artan uzaklıkla azalır (Aygün ve Zengin, 1993).



Şekil 1.6. X-ışınlarının Oluşumu (Aygün ve Zengin, 1993)

Sürekli X-ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışımaya karşılık gelmektedir. Bu nedenle sürekli X-ışınlarına beyaz X-ışınları denilir. Sürekli X-ışınlarının klasik elektromanyetik teoriye göre açıklanması; **'**İvmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışımada bulunurlar. Yüksek enerjili elektronlar birim hedefe çarptıkları zaman bu elektronların enerjilerinin %1' i sürekli X-ışınlarının oluşmasına yol açar. Hedefe (bir X-ışını tüpünde anot hedef numunesidir) çarpan elektronlardan çok az bir kısmının enerjilerinin tamamı soğurulur**'** şeklindedir. Soğurulan enerji karakteristik X-ışını olarak yayımlanır. Bu elektronlar maksimum frekanslı veya minimum dalga boylu ışımalara sebep olurlar. Bunun dışında enerjisi kademeli olarak X ışınlarına dönüşenler de sürekli spektrumun diğer dalga boyu ve frekanslarının oluşumuna yol açar (Aygün ve Zengin, 1993).

Kuantum teorisinde, bir X-ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli X ışını spektrumu uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen λ_{min} kısa dalga boyu sınırıyla karakterize edilir

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{e\,V_0} \qquad (1.6)$$

Burada h Planck sabiti ($6.62.10^{-27}$ erg. s.), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_0 ise tüpe uygulanan potansiyeldir.

Bir X-ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli X-ışını spektrumu şu özelliklerle karakterize edilir: 1. Kısa dalga boyu limiti λ_{min} altında dalga boyu gözlenemez, 2. Maksimum şiddetin dalga boyu λ_{max} yaklaşık olarak λ_{min} /2'dir, 3. Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır (Aygün ve Zengin, 1993).

1.6.Geçişler

Kararsız halde bulunan bir atomda değişik geçişler gözlenebilir. Bunlar karakteristik x ışınları dışında ; **1** Coster-Kronig geçişleri **2-** Auger geçişleri ve Işımasız geçişlerdir.

1.6.1.Fluoresans Verim ve Coster-Kronig Geçişleri

Atomun iç tabaka elektronları çeşitli yollarla sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülen elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur.Bu olay sırasında tabakalar arasındaki fark kadar dışarıya enerji yayımlanır. Bu olaya ışımalı geçiş denilir. Bir atomda herhangi bir yolla tabaka veya alt tabakalardaki bir boşluğun bir X-ışını yayımlayarak (ışımalı geçişle) doldurulması ihtimaline floresans verim denir (Tuzluca 2007).

Coster-Kronig geçişler aynı tabakanın alt tabakalarında meydana gelir. Atomdaki $\Delta n = 0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. $\Delta n = 0$'da meydana gelen alt tabakalar arasındaki geçişlere ya da boşluk transferlerine Coster- Kronig geçişler denir (Tuzluca 2007).

Coster-Kronig geçişi Auger geçişinin özel bir durumudur. Auger olayından farklı olarak boşluğun bulunduğu kabukla bu boşluğu dolduran elektronun kabuk düzeyi aynıdır. Yani $\Delta n = 0$'dır. Bir kabuğun alt kabukları arasındaki enerji seviyelerinin farkları oldukça düşük olduğundan elektron, ilgili atomun en düşük enerji seviyesinden koparılacaktır. Böylece Coster-Kronig elektronun enerjisi Auger elektronunun enerjisine göre daha düşük olacaktır.

Herhangi bir yol ile x tabakasının (x= L, M, N, ...) x_i alt tabakasında meydana getirilmiş bir boşluğun, daha yüksek x_j alt tabakasına kayma ihtimali Coster-Kronig geçiş ihtimali olup f_{ij}^{x} ile gösterilir. Örneğin, L tabakası için f_{13} Coster-Kronig geçişi, L_3 alt tabakasından L_1 alt tabakasına bir elektronun geçiş ihtimalidir (Taş 2011).

1.6.2.Auger Geçişleri ve Işımasız Geçişler

Herhangi bir olay sonucu atomda meydana gelen boşluk, üst tabakadaki başka bir elektron tarafından ışımalı veya ışımasız olarak doldurulabilir. Bunlardan Auger, Coster-Kronig ve Oto iyonizasyon geçişleri ışımasız olaylardır. Işımasız geçişlerin her biri ayrı ayrı isimlendirilmiş olsa da aslında hepsi Auger olayıdır. Auger olayında atomda herhangi bir sebeple dış kabukta oluşan boşluk daha iç bir kabuktaki elektronla doldurulur. Salınan foton üst kabuktaki bir elektronu daha söker. Sökülen elektrona Auger elektronu denir. Oto iyonizasyonda ise en üst seviyedeki iki elektron eş zamanlı olarak doldurulmamış daha yüksek bir seviyeye uyarılır.Elektronlar eski hallerine döndürüldüğünde diğer bir elektron sökülür. Bu işlemde ikiden fazla elektron da kullanılabilir. Auger olayı daha ziyade düşük atom numaralı elementlerde yaygındır. Çünkü bu atomların değerlik elektronları daha gevşek bağlıdır ve karakteristik X-ışınlarını daha kolay soğururlar. Aynı nedenlerden dolayı K serisinden çok L serisinde rastlanır (Ferreira 1987). Örneğin, K boşlukları Auger olayı olasılığı özellikle küçük atom numaralı elementlerde yani atom numaraları Z =10-12 olan atomlarda yüksektir. L boşluğu için bu olasılık atom numaraları Z = 35-38 arası olan atomlarda yüksektir.

N_K, K tabakasında oluşan boşluk sayısı N_{KX}, K tabakasından yayımlanan karakteristik X-ışınlarının sayısı, N_{KA} K tabakasındaki Auger elektronlarının sayısı, P ifadeleri karşılık gelme ihtimalleri ω_k , K kabuğu floresans verimi ve a_K ise Auger verimi olmak üzere

$$\omega_k = \frac{Nkx}{Nk} = \frac{Pkx}{Pkx+PkA} \quad \text{ve} \quad a_k = \frac{NkA}{Nk} = \frac{Pkx}{Pkx+PkA} \quad ; \quad \omega_k + a_k = 1 \qquad (1.7)$$

olur.

L tabakasındaki boşluklar için sadece Auger verimi değil Coster- Kronig geçişleri de olasıdır (Bambynek et al 1972). Auger verimi, Floresans verimi ve Coster-Kronig verimi arasında

$$\omega_k + a_i^x + \sum_{j=i+1}^{k} fij^x = 1 \quad (1.8)$$

ifadesi yazılır. Bu denklemde a_i^x (herhangi bir x tabakasının x_i tabakasına ait Auger verimi) bu alt tabakada meydana getirilmiş bir boşluğun diğer üst tabaka elektronları tarafından ışımasız geçiş ile doldurulması ihtimali olarak ifade edilir (Bambynek et al., 1972).

L tabakası için

$$f_{12} = \frac{N12}{N1}, \quad f_{13} = \frac{N13}{N1}, \quad f_{23} = \frac{N23}{N2} \quad (1.9)$$

$$\omega_1 + a_1 + f_{12} + f_{13} = 1 \quad (1.10)$$

$$\omega_2 + a_2 + f_{23} = 1 \quad (1.11)$$

$$\omega_3 + a_3 = 1 \quad \text{'dir.} \quad (1.12)$$

1.7.Tesir Kesiti

Kuantum mekaniksel olarak elde edilen dalga fonksiyonlarının içerdiği bilgilerin anlamlı hale getirilebilmesi hedef atomun kuantum durumlarındaki değişim olasılıklarının belirlenmesi ile gerçekleştirilebilir. Bu, gelen ve saçılan elektron demetlerinin akılarının hesaplanması ile elde edilir. Gelen elektron demet akısının hedef atom başına saçılan dalga fonksiyonun akısına oranı diferansiyel tesir kesiti diye adlandırılır.(Ulu 2007)

Tesir kesiti herhangi bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığın tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve parçacığın geometrik kesitinden daha büyük yada daha küçük olabilir. Bu nicelik, ışının madde ile etkileşmesine bağlı olarak soğurma ve saçılma tesir kesiti olarak isimlendirilir.(Tuzluca 2007)

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetiyle düşürülen parçacıklar demeti düşünelim. Bu parçacıklar demeti ince levhadan geçerken bir miktarının madde atomları tarafından azaltılma ihtimali vardır.Eğer σ bir atomu kuşatan ve ilgilenilen herhangi bir olayın meydana gelmesi ile ilgili etkin alan ise gelen parçacık bu alana düştüğü zaman ilgilenilen olay gerçekleşecektir.Levhanın birim hacmine n tane hedef atomu düştüğü ve bu levhanın ince olduğu düşünülürse bu durumda her bir atom gelen parçacıklarla olayın gerçekleşmesinde eşit şansa sahip olacaktır.Bu durumda birim yüzeye düşen atom sayısı *ndt,* A

alanındaki toplam atom sayısı ise *Andt* olacaktır. Olayın gerçekleşmesi için mümkün olan toplam etkin alan her bir atom için etkin alan σ olduğundan *σAndt* olur.

Atoma gönderilen bombardıman demetinde N parçacık varsa ve kesitteki atomlar ile etkileşen parçacık sayısı dN ise

$$\frac{dN}{N} = n\sigma dt \tag{1.13}$$

olur. Gelen parçacıklarla atomların etkileşme oranını bulmak için ifadenin integralinin alınması gerekir.Her parçacığın bir tek etkileşme oluşturduğu varsayılırsa kesitin ilk dt kalınlığı içinden geçerken dN tane parçacığın demetten ayrıldığı düşünülebilir.Bu yüzden ifade (-) işareti alır;

$$\int -\frac{dN}{N} = \int n\sigma dt \qquad \rightarrow \ N = N_0 e^{-n\sigma t} \tag{1.14}$$

şekline dönüşür.Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Bu durumda σ tesir kesiti yani olayın gerçekleşme ihtimali,

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 nt} \tag{1.15}$$

olur.Tesir kesitinin birimi barn dır. (1 barn= 10^{-24} cm^2 dir.) (Şahin 1989).

1.8.Born Yaklaşımı (Born Approximation)

m kütleli bir parçacığın sabit $V(\vec{r})$ potansiyelinden saçılmasını hesaplamak için Schrödinger Denklemine çözüm bulunmalıdır. Bilindiği gibi zamandan bağımsız Schrödinger Denklemi,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \chi(\vec{r}) = E \ \chi(\vec{r}) \tag{1.16}$$

ile verilir. Buradaki *E* parçacığın kinetik enerjisi ve $\hat{H}$ enerji operatörü (hamiltoniyeni) belirtmek üzere özdeğer denklemi,

$$\hat{H}\chi(\vec{r}) = E \ \chi(\vec{r}) \tag{1.17}$$

şeklindedir. $k = \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{1/2}$ ve $U = \frac{2mV}{\hbar^2}$ dönüşümleriyle denklem

$$[\nabla^2 - U(\vec{r}) + k^2] \ \chi(\vec{r}) = 0 \tag{1.18}$$

haline gelir. $V = 0$ olduğunda potansiyel enerji de sıfır olacağından denklemin çözümü bir düzlem dalgayı gerektiren,

$\chi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}}$ çözümüne ulaşılır. Bu ise dağılmamış bir demeti tanımlar. Merkezi bir kuvvet tarafından saçılan bir parçacığın saçılma denklemi,

$$(\nabla^2 + k^2)\chi(\vec{r}) = U(\vec{r}) \ \chi(\vec{r}) = F(\vec{r}) \tag{1.19}$$

şeklindedir. $V = 0$ iken serbest parçacığın E enerjisi için denklem,

$$(\nabla^2 + k^2)\, X_0(\vec{r}) = 0 \qquad (1.20)$$

halini alacaktır. Bu denklemin çözümü

$$X_0(\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}}$$

olan düzlem dalgaya sahip olacaktır.

Ancak burada bulunan V potansiyelinin varlığı gelen düzlem dalgaya ek olarak saçılan bir dalga ortaya koyar. Denklem (1.19)'in sağ kısmındaki $U(\vec{r})\ \chi(\vec{r}) = F(\vec{r})$ teriminin bu saçılmış dalgaları meydana getirdiği düşünülebilir. Gelen dalga ile saçılan dalganın birlikte oluşturduğu dalga fonksiyonu,

$$\chi(\vec{k},\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}} - \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{i\vec{k}|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\, U(\vec{r})\, \chi(\vec{k},\vec{r})\, d\vec{r} \qquad (1.21)$$

biçiminde olacaktır. Elde edilen son ifade denklem (1.19) Schrödinger diferansiyel denklemine eşdeğerdir. Ancak gerekli olan sınır koşullarını kapsadığından dolayı daha fazla bilgi içerir (düzlem dalgaya ilaveten çıkan küresel dalga). Saçılma genliğini elde etmek için büyük r değerlerindeki $\chi(\vec{r})$ ifadesine ihtiyaç vardır. $V(\vec{r})$ büyük r' için ortadan kalkar; bu yüzden denklem (1.21) ifadesinde sadece $r' << r$ katkıda bulunur. Büyük r için

$1/\ |\vec{r} - \vec{r}'| \approx 1/r$ ve $\vec{k}'$de $\vec{r}$ 'nin yönelimine bağlı k 'nın büyüklüğüyle ilgili vektörü olup

$$k\,|\vec{r} - \vec{r}'| \approx kr - \vec{k}'.\vec{r}'$$

ile gösterilir. Bunlar da denklem (1.21)'da yerine konursa ifade,

$$\chi(\vec{k},\vec{r}) \xrightarrow{büyük\ r} e^{i\vec{k}.\vec{r}} - \frac{e^{ikr}}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}'.\vec{r}'}\, U(\vec{r})\, \chi(\vec{k},\vec{r})\, d\vec{r} \qquad (1.22)$$

olacaktır.Buradan saçılma genliği

$$f(\theta,\varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}'.\vec{r}'}\, U(\vec{r})\, e^{i\vec{k}'.\vec{r}'}\, d\vec{r} \qquad (1.23)$$

şeklinde elde edilir. Ancak bu denklem saçılma probleminin biçimsel çözümünden daha fazlasını ortaya koymaz; çünkü integrant halen $\chi(\vec{r}')$ bilinmeyen dalga fonksiyonunu içermektedir .

Ancak bu yine de yaklaşımlar için uygun bir başlangıç noktasıdır. Örneğin, V potansiyeli zayıfsa saçılan dalga küçük bir genliğe sahiptir ve denklem (1.21)'nın ilk terimi tarafından denklem (1.23) de $\chi(\vec{r}')$ 'ye yaklaştırılabilir. Böyle bir durumda düzlem dalganın kendisi,

$$f_{BA}(\theta,\varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{k}'.\vec{r}'}\, U(\vec{r}')\, e^{i\vec{k}.\vec{r}'}\, d\vec{r}' \qquad (1.24)$$

olacaktır. Bu ifade Born Yaklaşımı olarak bilinir.

$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ ifadesi

hesaplanan potansiyelin Fourier transformu olarak bilinir. Burada $\vec{q}$, saçılan parçacığın momentumundaki değişikliktir. Bu $\vec{q}$ momentumu hedefe transfer edilir ve hedefin geri tepmesi olarak tekrar ortaya çıkar. f_{BA} genliği φ 'den bağımsızdır, ancak θ 'ya bağlıdır. Çünkü,

$q^2 = k^2 + k'^2 - 2kk'\cos\theta$ şeklindedir.

Eğer $U(\vec{r})$ potansiyeli küresel simetrikse bu ifade $\vec{r}$ 'nin büyüklüğüne bağlı fakat yöneliminden bağımsızdır. Burada $\vec{r}'$ değişkeninin kutupsal koordinatları (r,α ,β) olarak ifade edilip $d\vec{r}'$ hacim elemanı,

$d\vec{r}' = d^3r' = r'^2 dr' \sin\alpha \, d\alpha \, d\beta$ ve $\vec{q} \cdot \vec{r} = qr\cos\alpha$ şeklindedir

Matematiksel işlemlerle denklem,

$$f_{BA}(\theta,\varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int e^{-i\vec{q}.\vec{r}'} U(\vec{r}') \, d\vec{r}' \quad (1.25)$$

$$f_{BA}(\theta,\varphi) = -\frac{1}{4\pi} \iiint r'^2 dr' \sin\alpha d\alpha d\beta \; e^{-iqr'\cos\alpha} U(r') \quad (1.26)$$

$$f_{BA}(\theta,\varphi) = -\frac{1}{q} \int \sin(qr') U(r') r' dr' \quad (1.27)$$

ifadesine indirgenir. Born yaklaşımının geçerli olabilmesi için etkileşim potansiyelinin gelen mermi parçacığın enerjisine kıyasla zayıf ve kısa erimli olması ve θ saçılma açısının küçük olması gerekmektedir (Kansu ,2007).

1.9.Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation - DWBA)

Born yaklaşımı ilerletildiğinde gelen ve saçılan dalgaların çekirdek tarafından bozunduğu gerçeğini hesaba katan optik model kullanılır. Bu yaklaşımın daha büyük karmaşık versiyonu en geniş biçimde kullanılan DWBA'dır. U potansiyelinin $U = U_1 + U_2$ iki terimin toplamı olarak yazıldığı düşünülürse ve U_2 potansiyeli U_1 potansiyeline göre zayıfsa saçılmanın çözümü için özdeğer denklemi kolayca,

$$[\nabla^2 + k^2 - U_1(\vec{r})] \; \chi_1(\vec{k},\vec{r}) = 0 \quad (1.28)$$

olarak elde edilebilir. X_1 çözümünün iki şekli vardır; birisi bir düzlem dalganın (+) 'sından oluşmuş

$X_1^{(+)}(\vec{k},\vec{r})$ şeklinde belirtilen çıkan saçılmış dalga ve diğeri ise bir düzlem dalganın (−) 'sinden oluşmuş

$X_1^{(-)}(\vec{k},\vec{r})$ ile gösterilen gelen saçılmış dalgadır . Bunlar

birbirlerinin tersi olup,

$X_1^{(-)}(\vec{k},\vec{r}) = X_1^{(+)}(\vec{k},\vec{r})^*$

şeklinde bağlantılıdırlar. Denklem (1.22)'ye yol açan türevin genellemesi sonradan bu $\chi_1^{\pm}$ terimlerinde tüm problem için çözümleri verir.

$$\chi(\vec{k},\vec{r}) \xrightarrow{büyük\ r} \chi_1^{(+)}(\vec{k},\vec{r}) - \frac{e^{ikr}}{4\pi r}\int \chi_1^{(-)}(\vec{k'},\vec{r'})^* U_2(\vec{r'})\,\chi(\vec{k},\vec{r'})\,dr' \qquad (1.29)$$

Sonuç olarak tüm saçılma genliği, χ_1 tarafından (U_1 potansiyelinden) ve denklem (1.18)'in ikinci teriminden (U_2 potansiyelinden) katkıların toplamıdır:

$$f(\theta,\emptyset) = f_1(\theta,\emptyset) - \frac{1}{4\pi}\int \chi_1^{(-)}(\vec{k'},\vec{r'})\,U_2(\vec{r'})\,\chi(\vec{k}\,\vec{r'})\,d\vec{r'} \qquad (1.30)$$

Bu genlik, $U = U_1 + U_2$ 'yi sağlayan denklem (1.23) ifadesiyle özdeştir. Denklem (1.29) yine doğrudur, ancak denklem χ 'nin tam çözümünü içermemesinden dolayı bu şekilde yararlı

değildir. Bununla birlikte, Born yaklaşımındaki benzerlikle denklem (1.28)'in ilk terimindeki gibi U_1 potansiyeli için χ_1 çözümü elde edilebilir. Eğer U_2 , U_1 'e göre zayıfsa bu iyi bir yaklaşım olacaktır. Bu ifade Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (DWBA) olarak adlandırılır. Tam bir çözüme daha iyi yaklaşım olması için gerekli bozunmuş χ_1 dalgaları kullanılır. Çünkü zayıf U_2 potansiyelinin yol açtığı saçılan dalgaların genliğindeki değişme küçük olacaktır ve $U_1 + U_2$ potansiyelinden saçılan dalgaları temsil eden $X(\vec{k},\vec{r})$ yerine, U_1'den saçılan dalgalar $X_1^{(+)}(\vec{k},\vec{r})$ bozunmuş dalgalar kullanılabilir (Kansu ,2007).

Genlikle ilgili ifade,

$$f_{DWBA}(\theta,\emptyset) = f_1(\theta,\emptyset) - \frac{1}{4\pi}\int \chi_1^{(-)}(\vec{k'},\vec{r'})^*\,U_2(\vec{r'})\,\chi_1^{(+)}(\vec{k}\,\vec{r'})\,d\vec{r'} \qquad (1.31)$$

denklemidir. Bu yaklaşım elastik olmayan ve yeniden düzenlenen çarpışmalar için genellenebilir.Elastik olmayan geçişe sebep olan U_2 potansiyeli, reaksiyonun tipine ve onu tanımlamak için seçilen modele bağlıdır. Buradaki amaç bir kod yazılımı kullanarak $A(a,b)B$ reaksiyonu için saçılma genliğini hesaplamaktır. Diferansiyel saçılma tesir kesiti saçılma genliğinin karesi ile şu şekilde verilebilir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\, f_{DWBA}(\theta,\emptyset)\,|^2 \qquad (1.32)$$

Buradaki θ ve $\emptyset$ açıları saçılmak üzere A hedef atomu üzerine gelen elektronun doğrultusundan itibaren ölçülen saçılma açılarıdır.Schrödinger denklemi çözümünden yola çıkılarak elde edilen saçılma genliği ifadesi $f(\theta,\emptyset)$ ile diferansiyel tesir kesiti hesaplanır(Kansu, 2007).

1.10.Lotz'un Yarı - Ampirik Formülü

Bu formül 1967'de Lotz tarafından elektron-atom/iyon etkileşmesinde orta enerjilerde atomların iç kabuklarının iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için geliştirilmiştir. Bu formül önce atom numarası 1-20 arasında olan atomlarda Lotz tarafından denenmiştir. Daha sonra V.M.Pessa ve U.R Newell (1971) de bu formülü atom numarası 4-90 olan atomların iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanmışlardır.

Relativistik olmayan bölgede iyonizasyon tesir kesitini hesaplamak için kullanılan Lotz'sun yarı-ampirik formülü (Lotz 1968) aşağıdaki gibidir:

$$\sigma_i = a_i\, q_i \frac{\ln(E_0/E_i)}{E_0 E_i}\ (1 - b_i \exp(-c_i(E_0/E_i))) \tag{1.33}$$

σi relativistik olmayan tesir kesitidir. Eo olay elektronun etkileşme enerjisi, Ei alt kabukların bağlanma enerjisi, qi alt kabuk eş değer elektron sayısı; ai, bi ve ci Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir (Newell ve Pessa 1971).

Denklem(1.33) 'de $\frac{\ln(E_0/E_i)}{E_0 E_i}$ düşük enerjili elektronlar için düzeltme faktörüdür.

$$f(v) = \frac{k_1}{k_2}\ \left(\frac{k_1}{(k_1+k_2)}\right)^{3/2} \tag{1.34}$$

$$F(v) = \frac{k_1}{k_2}\left(\frac{2+k_1}{(2+k_2)}\right)\left(\frac{1+k_2}{(1+k_1)}\right)^2\left(\frac{(1+k_1)^2}{(1+k_1)^2+\frac{k_1}{k_2}\left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right)\left(\frac{1+k_2}{1-k_1}\right).^2}\right)^{3/2} \tag{1.35}$$

Dinamik sistemlerin elektron- elektron çarpışmalarında *f(v)* relativistik olmayan

çarpışmalar için $F(v)$ relativistik çarpışmalar için coulomb hız dağılım fonksiyonudur.

$k_1 = \frac{E_i}{mc^2}$ $\qquad$ $k_2 = \frac{E_0}{mc^2}$

m elektronun kütlesi, c boşlukta ışık hızıdır. Denklem (1.35), denklem (1.34)'e oranlandıktan sonra denklem (1.33) ile çarpıldığında denklem (1.36) yani relativistik iyonizasyon tesir kesiti elde edilmiş olur (Newell ve Pessa 1971):

$$\sigma_i^{rel} = \left(\frac{F(v)}{f(v)}\right)_i\ \sigma_i \tag{1.36}$$

2.ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Peterkop 1963'deki çalışmalarında tekli iyonlaşma olayı için üç yüklü parçacığın varlığını düşünerek çok parçacık probleminin teorisini geliştirmiştir.

Bederson ve Kieffer 1971 yılındaki çalışmalarında elektron etkisiyle iyonlaşma olaylarının integral tesir kesitleri ve optik uyarılma etkisinin ölçülmesini göz önüne almıştır.

Lotz 1967'de elektron atom iyon etkileşmesinde iyonizasyon tesir kesiti hesabı için üç parametre belirleyerek yarı ampirik bir formül geliştirmiştir.

Lotz 1968'de elektron etkisiyle hidrojen (Z=1)'den kalsiyum (Z=20)'a kadar olan serbest atomlarla etkileşmelerini teorik olarak inceledi.İyonizasyon tesir kesiti hesabını yaparken daha önce geliştirdiği yarı ampirik formülü kullandı.

Pessa ve Newell 1971 yılında yaptıkları teorik çalışmada Lotz'un yarı-ampirik formülünü kullanarak K alt kabuğu için bağlanma enerjileri 100 eV'dan 1000 eV'a kadar ve atom numarası 4 (Be) olandan atom numarası 90 (Toryum) olan atoma kadar elektron etkisiyle iyonizasyon tesir kesitlerini iç kabuk için hesaplamışlardır.

Scofield 1973'de bir çok element için 1 keV'den 1500 keV'e kadar olan uyarma enerjilerinden K, L, M ve daha üst tabakalar için alt tabaka ve toplam fotoiyonizasyon tesir kesitleri ile ilgili yapılan teorik hesaplama sonuçlarını belirlemiştir.

Ishii ve ark. 1977'de ultra relativistik enerjilerde elektron etkisiyle atomun iç kabukları (K, L, M) için iyonizasyon tesir kesitlerini deneysel olarak ölçmüşlerdir. Çalışmada K kabuğu için atom numarası 13-92 arasında olan 19 tane element için L ve M kabukları için 70-270 MeV enerji aralığında L kabuğu için 9 element, M kabuğu için 2 element için ölçüm yapmışlardır.

Aydınol ve Arkadaşları (1976-1981) ve Hippler ve ark. (1981) yaptıkları deneysel çalışmada; serbest Argon ve Xenon atomları için L alt kabuklarının iyonizasyon eşik enerjisi değerlerinin 1-3 katı bölgesinde değişik elektron bombardıman enerjileri için mutlak iyonizasyon tesir kesitini ölçmüşlerdir. Deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen sonuçlar teorik değerlerle karşılaştırılmıştır.

Powell 1985'de iç kabuk iyonizasyonu için deneysel ve teorik hesaplamalardaki ampirik formülleri incelediğinde bir çok deneysel hesaplamalarda kullanılmasına rağmen kendi koyduğu koşullar dışına çıkılınca bu formüllerin kullanılmasının riskli olduğunu tespit etmiştir.

Burke ve Joachain 1995'de elektron atom teorisini geliştirerek deneysel ve teorik sonuçları karşılaştırmış ve teorik yaklaşımlara da yer vermişlerdir.

Khare ve Wadehra 1996 yılındaki çalışmalarında atomların elektron ve pozitron etkisiyle K,L_1 ,L_2,L_3 ve M kabukları için düzlem dalga Born yaklaşıklığı ile iyonizasyon tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamışlardır.

Amirabadi ve ark., 1997'de Hg (civa) elementinin L kabuğu alt tabakaları ile toplam M kabuğu X ışını üretim tesir kesitlerinin 0.7 ile 2.9 M eV'lik enerjilerde bombardıman sonucu değişim ve analizlerini çalışmışlardır.

Nagatomi 2005'teki çalışmasında 10 keV ile 30 keV arasında birçok atom için K ve L kabukları için iyonizasyon tesir kesitlerini teorik olarak hesaplamış ve deneysel sonuçlarla karşılaştırmıştır.

Haque ve ark. 2010 yılındaki çalışmalarında farklı ampirik formüller geliştirerek çok yüksek enerjilerde hidrojenden uranyuma kadar olan bazı atomların K,$L_{1,}L_2$,L_3 ve M kabukları için iyonizasyon tesir kesitlerini hesaplamışlardır.

Gelir 2011'de elektron atom etkileşmesiyle Ar,Ni,Kr,Xe ve W atomlarını enerjileri 375-40000 eV aralığında değişen elektronlarla teorik olarak L iç kabuklarını iyonizasyon eşiği seviyesinde uyararak tesir kesitlerini Lotz denklemiyle hesaplamıştır.

3. MATERYAL VE METOD

3.1. Materyal

Çalışmamız elektron-atom ($_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra,$_{90}$Th,$_{92}$U,$_{94}$Pu) etkileşmesiyle L iç kabuklarının iyonizasyon eşiği seviyesinde uyarılması ve tesir kesitlerinin Lotz denklemiyle hesaplanmasından oluşmaktadır. $_{76}$Os,$_{78}$Pt,$_{80}$Hg,$_{82}$Pb,$_{84}$Po,$_{86}$Rn,$_{88}$Ra,$_{90}$Th, $_{92}$U,$_{94}$Pu atomlarının, enerjileri 12500 eV - 86000 eV arası olan elektronlarla teorik olarak bombardıman edildikleri ve L iç kabukları seviyesinde uyarıldıkları kabul edilir.L kabuğunun L_1,L_2 ve L_3 alt kabukları için relativistik iyonizasyon tesir kesiti σ_{Li}^{rel} ve relativistik olamayan iyonizasyon tesir kesiti σ_{Li} , MATLAB programı kullanılarak Lotz denklemi yardımıyla hesaplanmıştır.

3.2. Metod

Lotz' un yarı amprik formülü olan

$$\sigma_i = a_i\, q_i \frac{\ln(E_{0/E_i})}{E_0 E_i}\ (1 - b_i \exp(-c_i(E_0 0/E_i))) \qquad (3.1)$$

ifadesi kullanılarak $_{76}$Os, $_{78}$Pt, $_{80}$Hg, $_{82}$Pb, $_{84}$Po, $_{86}$Rn, $_{88}$Ra, $_{90}$Th, $_{92}$U ve $_{94}$Pu atomları için L ve L_i alt kabukları için iyonizasyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. σ_i relativistik olmayan tesir kesitidir. E_o olay elektronun etkileşme enerjisi, E_i alt kabukların bağlanma enerjisi, q_i alt kabuk eş değer elektron sayısı ve a_i, b_i ve c_i Lotz tarafından belirlenen sabitlerdir.

Lotz'un yarı amprik formülünden yararlanılarak relativistik olmayan bölgede (σ_{Li}) iyonizasyon tesir kesiti hesaplanmıştır.

Lotz'un yarı amprik formülündeki $\frac{\ln(E_{0/E_i})}{E_0 E_i}$ düşük enerjili atomlar için düzeltme faktörünü ifade etmektedir.

İyonizasyon tesir kesiti denklemi, $\sigma_i^{rel} = \left(\frac{F(v)}{f(v)}\right)_i \sigma_i$ (3.2)

şeklindedir.

$$f(v) = \frac{k_1}{k_2}\ \left(\frac{k_2}{(k_1+k_2)}\right)^{3/2}$$

$$F(v) = \frac{k_1}{k_2}\left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right)\left(\frac{1+k_2}{1+k_1}\right)^2\left(\frac{(1+k_1)^2}{(1+k_1)^2+\frac{k_1}{k_2}\left(\frac{2+k_1}{2+k_2}\right)\left(\frac{1+k_2}{1-k_1}\right).^2}\right)^{3/2}$$

Dinamik sistemlerin elektron- elektron çarpışmalarında *f(v)* relativistik olmayan çarpışmalar için ve $F(v)$ ise relativistik çarpışmalar için Coulomb hız dağılım fonksiyonudur.

$k_1 = \frac{E_i}{mc^2}$ $k_2 = \frac{E_0}{mc^2}$ m elektronun kütlesi, c ışığın boşluktaki hızıdır.

Her atom için elde edilen relativistik ve relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitleri ayrı ayrı toplanarak σ_{Ltop}^{rel} (toplam relativistik iyonizasyon tesir kesiti) ve σ_{Ltop} (relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesiti) değerleri elde edilir.

$$\sigma_{Ltop}^{rel} = L_{1+}L_{2+}L_3 \quad (3.3)$$

$$\sigma_{Ltop} = L_{1+}L_{2+}L_3 \quad (3.4)$$

3.3. Matlab

MATLAB, (**Mat**rix **Lab**oratory) sayısal hesaplama ve dördüncü nesil programlama, teknik hesaplamalar ve matematiksel problemlerin çözümü ve analizi için tasarlanmış bir yazılım geliştirme aracıdır. "MATrix LABoratoty" kelimesinin kısaltması olan MATLAB, adında da anlaşılacağı üzere matrisler (matrix) yani diğer bir deyişle diziler (array) ile çalışır. Özellikle mühendislik alanındaki sistemlerin analizinde kullanılan MATLAB, görüntü işleme (image processing), yapay sinir ağları (artificial neural networks), sayısal işaret işleme (signal processing), optimizasyon (optimization),veri işleme (data acquisation), veritabanı (database), süzgeç tasarımı (filter design), bulanık mantık(fuzzylogic), sistem teşhisi (system identification), dalgacıklar (wavelets), modelleme ve simülasyon gibi paket programları sunmaktadır.

3.4. Matlab Programı ile Kullanılmak Üzere Yazılan Kodlar

Yapmış olduğumuz elektron-atom etkileşmesi çalışmasında, tespit ettiğimiz (${}_{76}Os,{}_{78}Pt,{}_{80}Hg,{}_{82}Pb,{}_{84}Po,{}_{86}Rn,{}_{88}Ra,{}_{90}Th,{}_{92}U,{}_{94}Pu$) atomların tesir kesitinin hesaplanması için kullanılan MATLAB kodları bu bölümde verilmiştir.

Lotz' un makalesinde belirttiği a_i, b_i c_i ve q_i sabitleri tesir kesiti hesaplarında aynen kullanılmıştır (Lotz 1970, 1971).

Burada ${}_{76}Os,{}_{78}Pt,{}_{80}Hg,{}_{82}Pb,{}_{84}Po,{}_{86}Rn,{}_{88}Ra,{}_{90}Th,{}_{92}U,{}_{94}Pu$ atomları için gelen elektronun on farklı E_o değerine (eşik enerjisi çevresinde) karşılık L kabuğunun L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarının bağlanma enerjileri (E_i) hesaplandı.

MATLAB programı yazılırken 'format long' komutu ile öncelikle en uzun sonuç aralığının elde edilmesi sağlandı. Sonra değişkenlerin tek tek tanıtılması işlemi gerçekleştirildi. Önce E_o a olarak tanıtıldı ve değerleri girildi. Sonra E_i, a, b, c ve q değerleri girildi. k_1, k_2, f(v) ve F(v) hesaplatıldı. F(v) hesaplatılırken denklem a_1 ve a_2 diye ikiye ayrılıp a_1 ile a_2 hesaplatıldı. Daha sonra (3.1) denklemi b_1 ve b_2 olarak ayrıldı ve hesaplatıldı. Programda relativistik olmayan tesir kesiti (σ_i) ve relativistik tesir kesiti ($\sigma_{i\ rel}$) hesaplatıldı. En son girilen 'fprintf ' komutu, sonucu ekranda görmek istenilen bilinmeyenlerden önce girildi. Bu komut

sonuçları ekrana yansıtır. Program en son ‘end’ komutu ile bitirildi. Bu kodlar on atom için ayrı ayrı yazıldı.

Os (Z = 76) – Pu(Z=94) atomları için MATLAB da kullanmak ve L_i (i=1,2,3) alt kabukları ve L kabuğu iyonizasyon tesir kesitlerinin hesaplanması için yazılan komutlar aşağıda verilmiştir. Ancak burada Os ve Pu için tüm komutlar sırayla verilmiştir. Diğer elementler için verilen tabloda son komut satırları aynı olduğundan onların yeri “……” olarak tek satır halinde gösterilmiştir.

***Os (Z = 76) atomu için MATLAB'da yazılan program;**

```
format long
yyy=[12968 16858 20748 24638 28528 32418 36308 40198 44088 47978];
 for E0=yyy;
 Ei=[12968 12385 10871];
 a=[4e-14 2e-14 2e-14];
 b=[0.5 0.92 0.92];
 c=[0.6 0.19 0.19];
 q=[2 2 4];
 mc2=8.20e-7;
 k1=Ei/mc2;
 k2=E0/mc2;
 f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
 a1=((1+k2)^2./((1+k2).^2+(k1./k2).*(2+k1)./(2+k2).*((1+k2)./(1-k1)).^2)).^(3/2;
 a2=(k1./k2).*(2+k1)./(2+k2).*((1+k2)./(1+k1)).^2;
 F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(E0./Ei)./(E0*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*E0./Ei);
fprintf('------------------------------\n');
fprintf('E0=%g\n',E0);
sigma=b1.*b2
```

```
sigma_rel=(F./f).*sigma

x=sigma.*(Ei.^2)

end
```

***Pt (Z = 78) atomu için MATLAB'da yazılan program**

```
format long

yyy=[13880 18044 22208 26372 30536 34700 38864 43028 47192 51356];

for E0=yyy;

Ei=[13880 13273 11564];

…….

…….

…….

end
```

***Hg (Z = 80) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long

yyy=[14839 19290 23741 28192 32643 37094 41545 45996 50447 54898];

for E0=yyy;

Ei=[14839 14209 12284];

…….

…….

…….

end
```

***Pb (Z = 82) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long

yyy=[15861 20619 25377 30135 34893 39651 44409 49167 53925 58683];

for E0=yyy;
```

```
Ei=[15861 15200 13035];
…….
…….
…….
End
```

***Po (Z = 84) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long
yyy=[16939 22020 27101 32182 37263 42344 47425 52506 57587 62668];
for E0=yyy;
Ei=[16939 16244 13814];
…….
…….
…….
end
```

***Rn (Z = 86) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long
yyy=[18049 23463 28877 34291 39705 45119 50533 55947 61361 66775];
 for E0=yyy;
 Ei=[18049 17337 14619];
 …….
…….
…….
end
```

***Ra (Z = 88) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
yyy=[19237 25008 30779 36550 42321 48092 53863 59634 65405 71176];
 for E0=yyy;
Ei=[19237 18484 15444];
```

…….

…….

…….

end

***Th (Z = 90) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long
yyy=[20472 26613 32754 38895 45036 51177 57318 63459 69600 75741];
for E0=yyy;
Ei=[20472 19693 16300];
…….
…….
…….
end
```

***U (Z = 92) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

```
format long
yyy=[21757 28284 34811 41338 47865 54392 60919 67446 73973 80500];
 for E0=yyy;
    Ei=[21757 20948 17166];
…….
…….
end
```

***Pu (Z = 94) atomu için MATLAB'da yazılan program:**

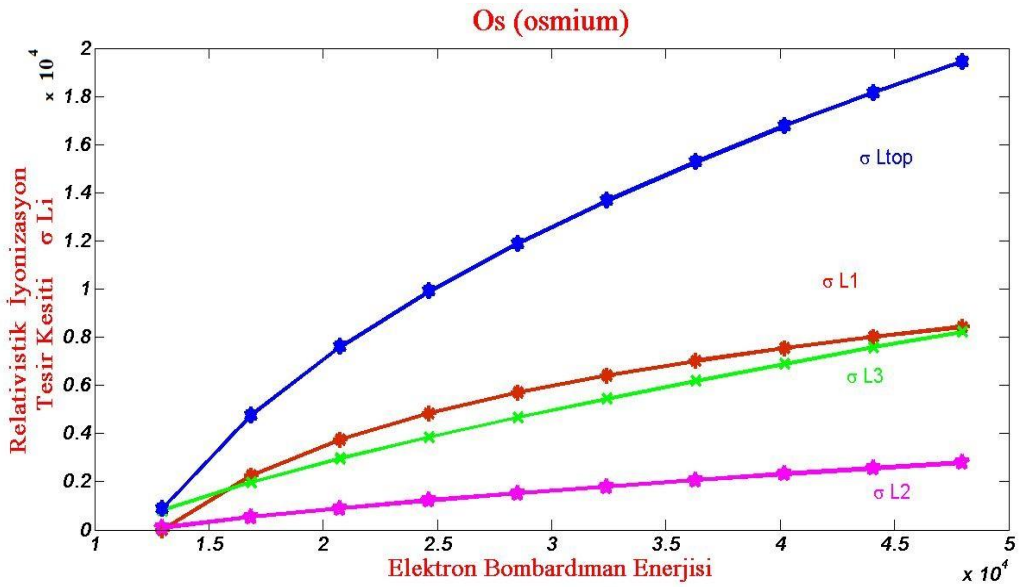
```
format long
yyy=[23129 30067 37005 43943 50881 57819 64757 71695 78633 85571];
 for E0=yyy;
Ei=[23129 22259 18042];
 a=[4e-14 2e-14 2e-14];
 b=[0.5 0.92 0.92];
c=[0.6 0.19 0.19];
q=[2 2 4];
mc2=8.20e-7;
 k1=Ei/mc2;
 k2=E0/mc2;
f=(k1./k2).*(k2./(k1+k2)).^(3/2);
a1=((1+k2)^2./((1+k2).^2+(k1./k2).*(2+k1)./(2+k2).*((1+k2)./(1-k1)).^2)).^(3/2);
a2=(k1./k2).*(2+k1)./(2+k2).*((1+k2)./(1+k1)).^2;
F=a1.*a2;
b1=a.*q.*log(E0./Ei)./(E0*Ei);
b2=1-b.*exp(-c.*E0./Ei);
fprintf('------------------------------\n');
fprintf('E0=%g\n',E0);
sigma=b1.*b2
sigma_rel=(F./f).*sigma
x=sigma.*(Ei.^2)
```

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

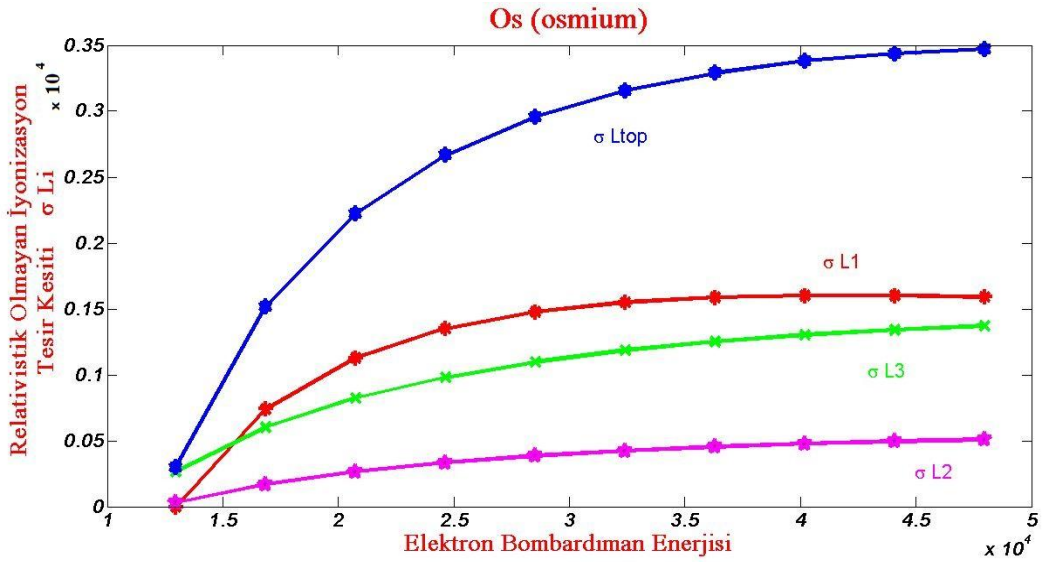
Os için sonuçlar

Çizelge 4.1. Os atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	12968	16858	20748	24638	28528	32418	36308	40198	44088	47978
E_{L1}	12968	12968	12968	12968	12968	12968	12968	12968	12968	12968
E_{L2}	12385	12385	12385	12385	12385	12385	12385	12385	12385	12385
E_{L3}	10871	10871	10871	10871	10871	10871	10871	10871	10871	10871
σ_{L1}	0	739	1129	1350	1477	1549	1586	1601	1600	1590
σ_{L2}	28	171	265	333	383	422	452	476	495	509
σ_{L3}	266	602	824	982	1098	1185	1252	1303	1342	1371
$\sigma_{L(top)}$	***294***	***1512***	***2218***	***2665***	***2958***	***3156***	***3290***	***3380***	***3437***	***3470***
σ_{L1}^{rel}	0	2263	3744	4836	5700	6414	7021	7548	8012	8426
σ_{L2}^{rel}	80	532	898	1221	1517	1795	2060	2312	2554	2787
σ_{L3}^{rel}	793	1972	2961	3851	4676	5454	6193	6894	7578	8226
σ_{Ltop}^{rel}	***873***	***4767***	***7603***	***9908***	***11893***	***13663***	***15274***	***16754***	***18144***	***19439***



Şekil 4.1. Os atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

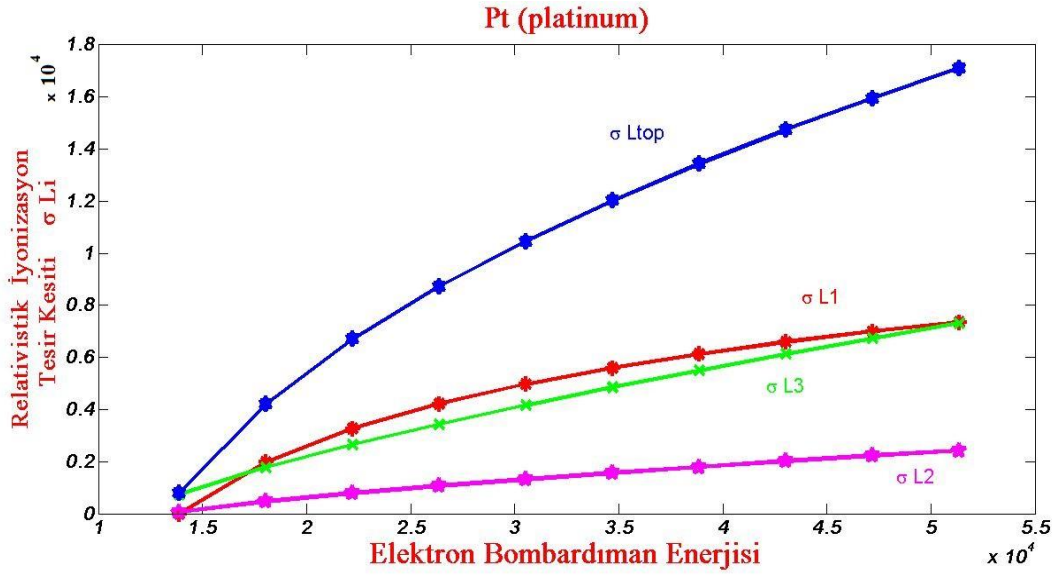


Şekil 4.2. Os atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin $[E_0(keV)]$fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

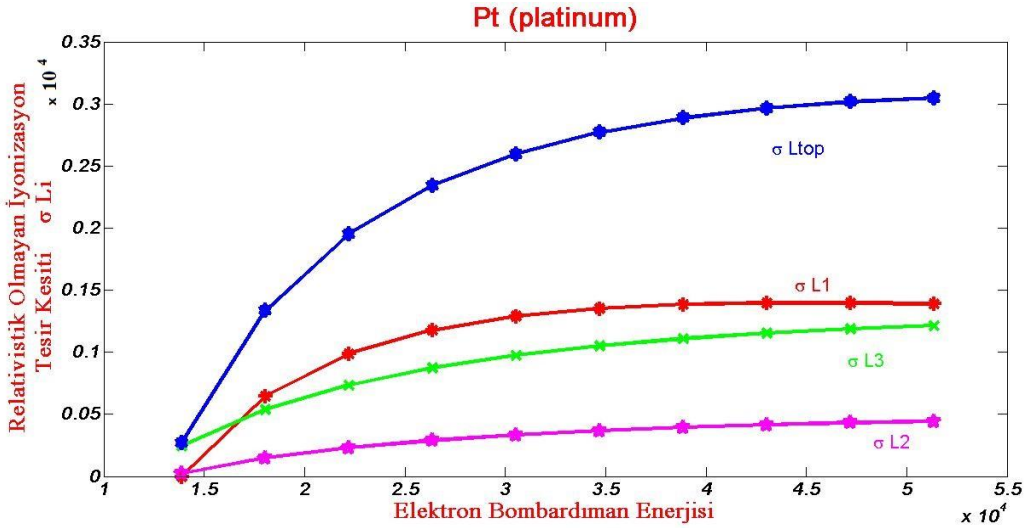
Pt için sonuçlar:

Çizelge 4.2. Pt atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	13880	18044	22208	26372	30536	34700	38864	43028	47192	51356
E_{L1}	13880	13880	13880	13880	13880	13880	13880	13880	13880	13880
E_{L2}	13273	13273	13273	13273	13273	13273	13273	13273	13273	13273
E_{L3}	11564	11564	11564	11564	11564	11564	11564	11564	11564	11564
σ_{L1}	0	645	986	1178	1289	1352	1384	1397	1397	1388
σ_{L2}	23	148	230	289	333	367	393	414	430	443
σ_{L3}	243	539	734	872	974	1051	1109	1154	1188	1213
$\sigma_{L(top)}$	***266***	***1332***	***1950***	***2339***	***2596***	***2770***	***2886***	***2965***	***3015***	***3044***
σ_{L1}^{rel}	0	1976	3268	4222	4976	5599	6129	6589	6994	7355
σ_{L2}^{rel}	68	461	780	1061	1319	1561	1791	2010	2221	2424
σ_{L3}^{rel}	725	1768	2644	3433	4165	4855	5511	6137	6735	7309
σ_{Ltop}^{rel}	***793***	***4205***	***6692***	***8716***	***10460***	***12015***	***13431***	***14736***	***15950***	***17088***



Şekil 4.3. Pt atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, , σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

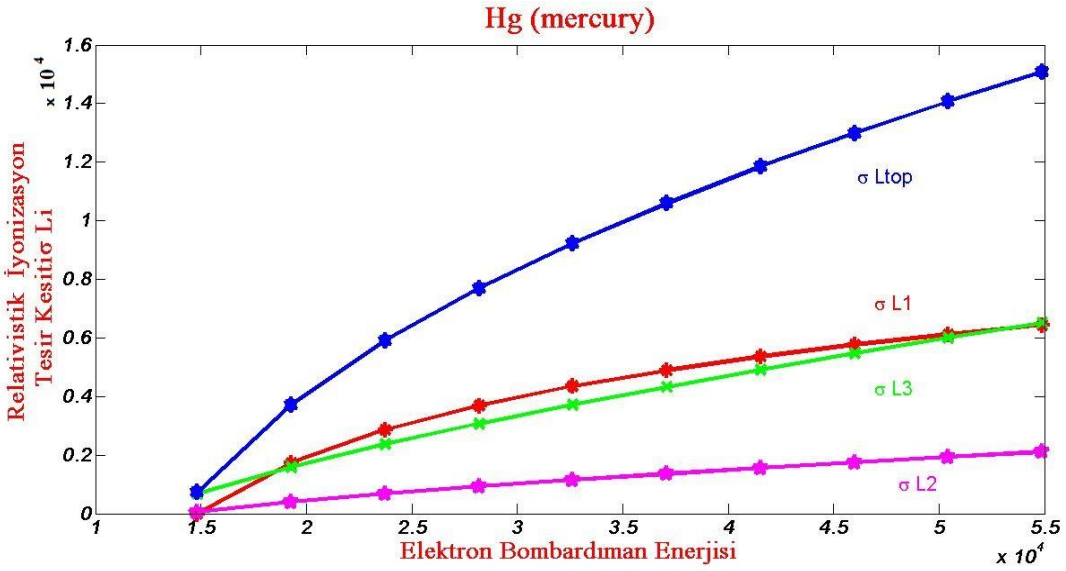


Şekil 4.4. Pt atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

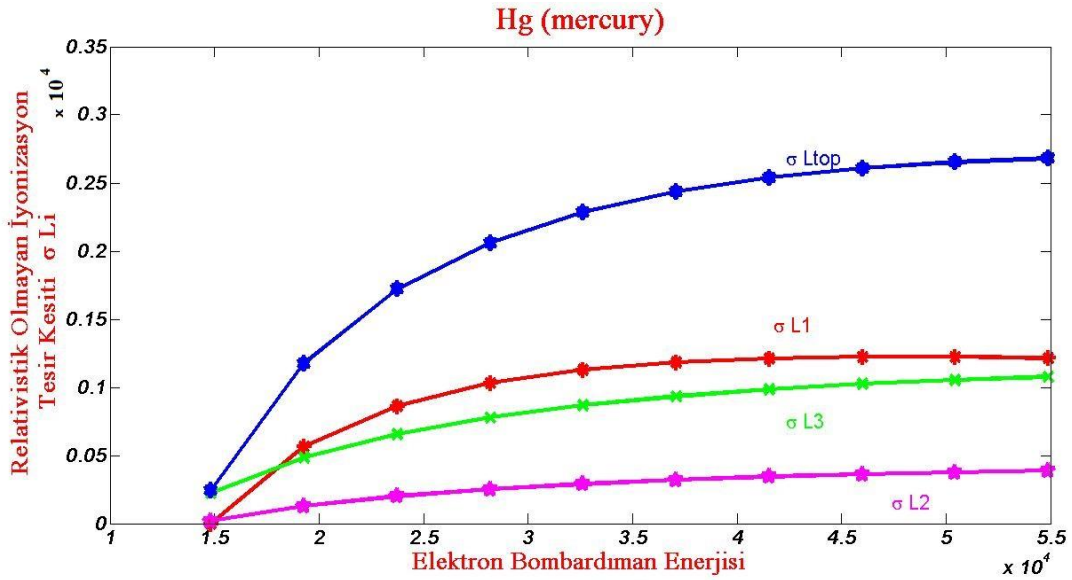
Hg için sonuçlar :

Çizelge 4.3. Hg atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	14389	19290	23741	28192	32643	37094	41545	45996	50447	54898
E_{L1}	14839	14839	14839	14839	14839	14839	14839	14839	14839	14839
E_{L2}	14209	14209	14209	14209	14209	14209	14209	14209	14209	14209
E_{L3}	12284	12284	12284	12284	12284	12284	12284	12284	12284	12284
σ_{L1}	0	565	862	1031	1128	1183	1211	1222	1222	1214
σ_{L2}	20	129	201	252	290	320	343	361	375	387
σ_{L3}	222	483	655	777	867	934	985	1025	1054	1077
$\sigma_{L(top)}$	***242***	***1177***	***1718***	***2060***	***2285***	***2437***	***2539***	***2608***	***2651***	***2678***
σ_{L1}^{rel}	0	1728	2859	3693	4353	4898	5362	5765	6119	6435
σ_{L2}^{rel}	57	400	678	923	1148	1359	1560	1751	1935	2112
σ_{L3}^{rel}	665	1589	2368	3069	3720	4334	4917	5474	6006	6517
σ_{Ltop}^{rel}	***722***	***3717***	***5905***	***7685***	***9221***	***10591***	***11839***	***12990***	***14060***	***15064***



Şekil 4.5. Hg atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, , σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

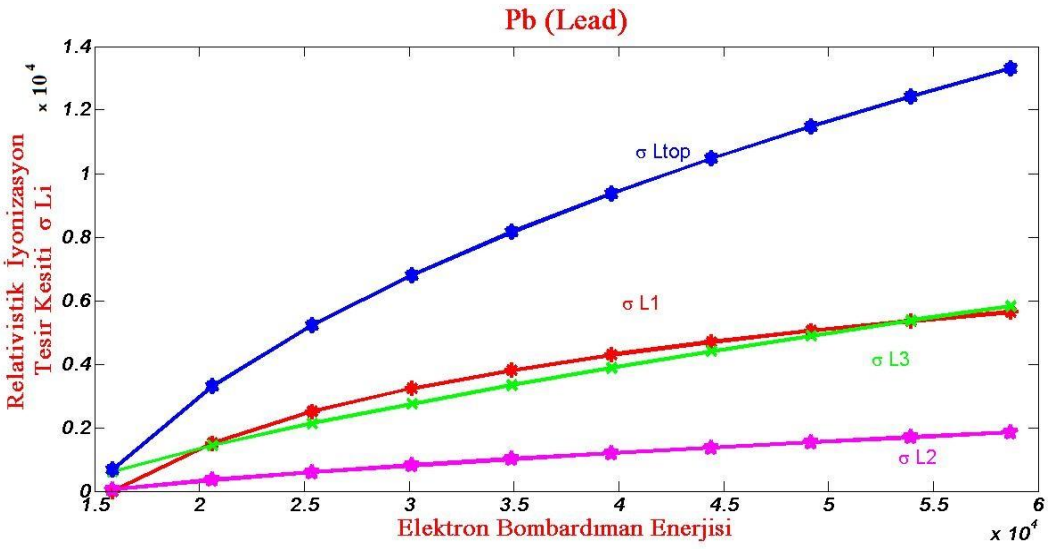


Şekil 4.6. Hg atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

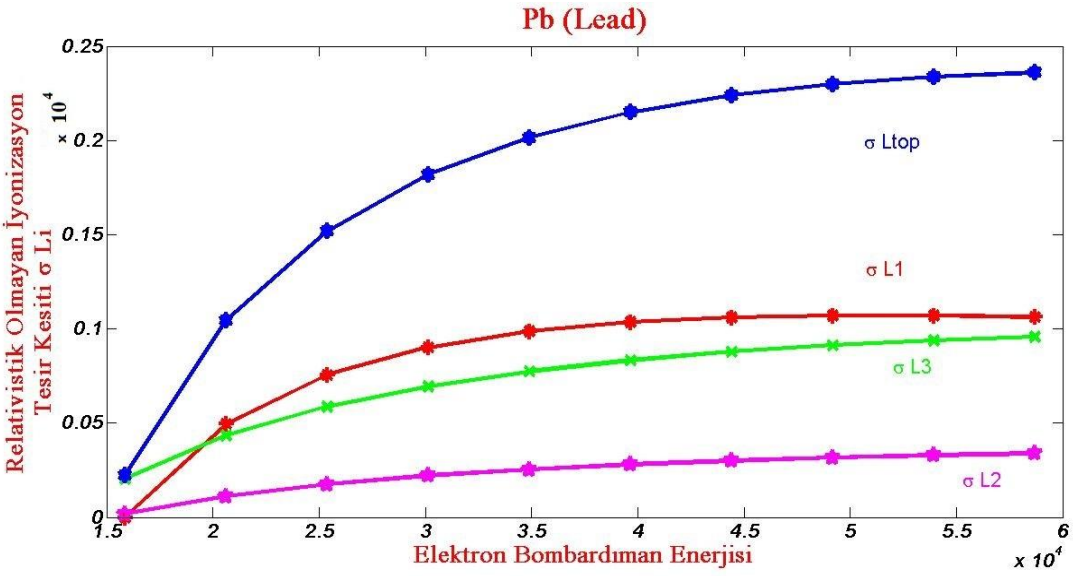
Pb için sonuçlar:

Çizelge 4.4. Pb atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	15861	20619	25377	30135	34893	39651	4409	49167	53925	58683
E_{L1}	15861	15861	15861	15861	15861	15861	15861	15861	15861	15861
E_{L2}	15200	15200	15200	15200	15200	15200	15200	15200	15200	15200
E_{L3}	13035	13035	13035	13035	13035	13035	13035	13035	13035	13035
σ_{L1}	0	494	755	902	987	1030	1060	1070	1071	1063
σ_{L2}	17	112	175	220	253	279	299	315	328	338
σ_{L3}	204	435	587	694	773	833	878	912	938	958
$\sigma_{L(top)}$	***221***	***1041***	***1517***	***1816***	***2013***	***2142***	***2237***	***2297***	***2337***	***2359***
σ_{L1}^{rel}	0	1513	2503	3233	3810	4281	4694	5046	5356	5632
σ_{L2}^{rel}	49	349	592	806	1002	1187	1362	1529	1689	1844
σ_{L3}^{rel}	613	1435	2128	2753	3334	3881	4401	4898	5372	5827
σ_{Ltop}^{rel}	***662***	***3297***	***5223***	***6792***	***8146***	***9349***	***10457***	***11473***	***12417***	***13303***



Şekil 4.7. Pb atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, , σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

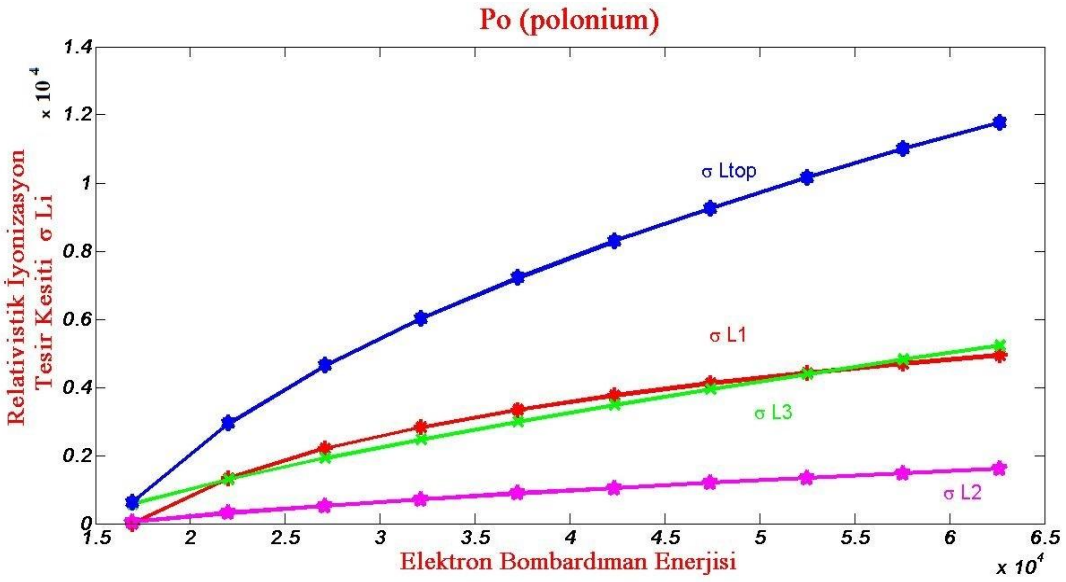


Şekil 4.8. Pb atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

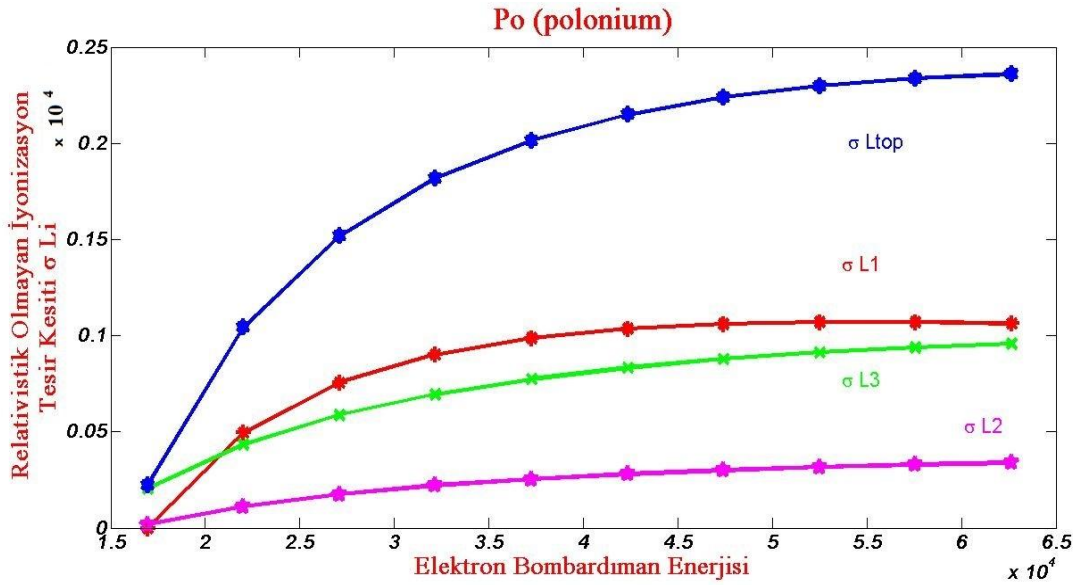
Po için sonuçlar :

Çizelge 4.5. Po atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	16939	22020	27101	32182	37263	42344	47425	52506	57587	62668
E_{L1}	16939	16939	16939	16939	16939	16939	16939	16939	16939	16939
E_{L2}	16244	16244	16244	16244	16244	16244	16244	16244	16244	16244
E_{L3}	13814	13814	13814	13814	13814	13814	13814	13814	13814	13814
σ_{L1}	0	433	661	791	865	907	929	938	939	932
σ_{L2}	14	98	153	192	222	244	262	276	287	296
σ_{L3}	189	392	527	622	692	744	784	814	837	854
$\sigma_{L(top)}$	***203***	***923***	***1341***	***1605***	***1779***	***1895***	***1975***	***2028***	***2063***	***2082***
σ_{L1}^{rel}	0	1326	2196	2834	3342	3758	4117	4424	4694	4932
σ_{L2}^{rel}	42	305	517	705	877	1038	1191	1338	1478	1613
σ_{L3}^{rel}	567	1300	1919	2478	2997	3486	3951	4395	4819	5226
σ_{Ltop}^{rel}	***609***	***2931***	***4632***	***6017***	***7216***	***8282***	***9259***	***10157***	***10991***	***11771***



Şekil 4.9. Po atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, , σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

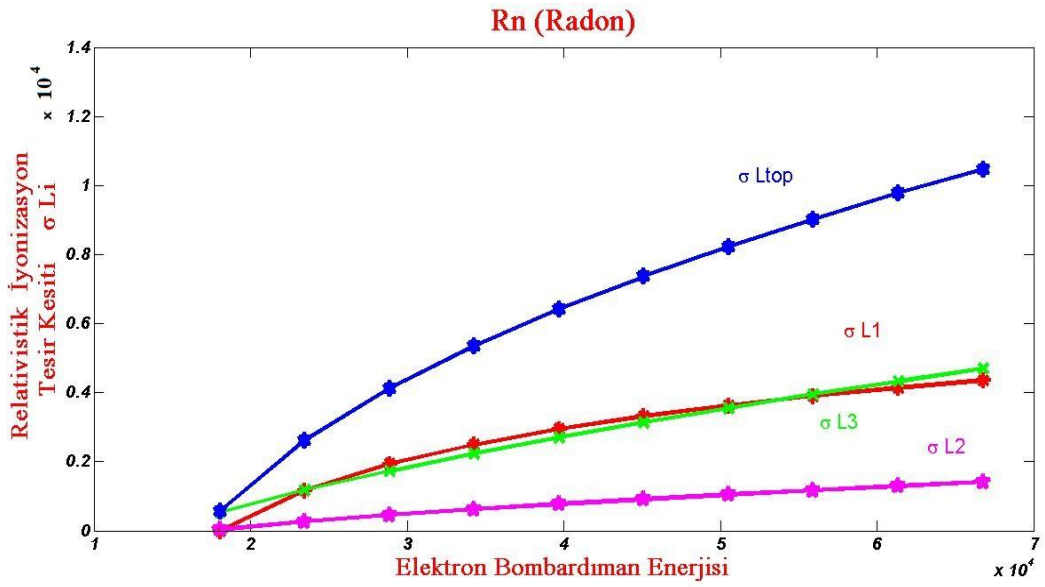


Şekil 4.10. Po atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

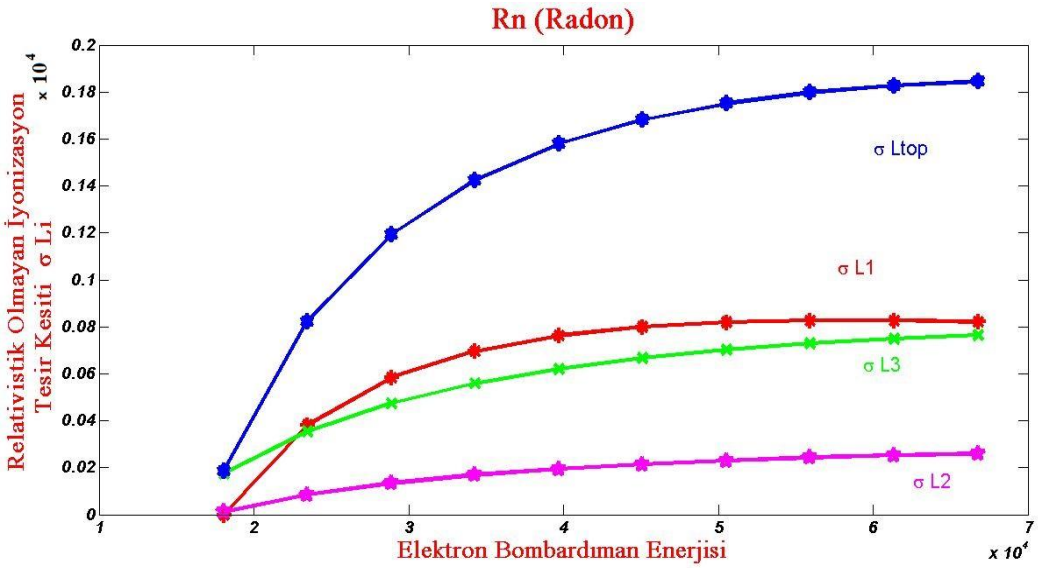
Rn için sonuçlar :

Çizelge 4.6. Rn atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	18049	23463	28877	34291	39705	45119	50533	55947	61361	66775
E_{L1}	18049	18049	18049	18049	18049	18049	18049	18049	18049	18049
E_{L2}	17337	17337	17337	17337	17337	17337	17337	17337	17337	17337
E_{L3}	14619	14619	14619	14619	14619	14619	14619	14619	14619	14619
σ_{L1}	0	381	583	696	762	799	818	826	827	821
σ_{L2}	12	85	134	168	194	214	230	242	252	259
σ_{L3}	174	355	474	558	620	667	702	729	749	764
$\sigma_{L(top)}$	**186**	**821**	**1191**	**1422**	**1576**	**1680**	**1750**	**1797**	**1828**	**1844**
σ_{L1}^{rel}	0	1168	1933	2496	2942	3311	3624	3896	4136	4349
σ_{L2}^{rel}	36	266	453	617	768	909	1044	1172	1295	1414
σ_{L3}^{rel}	523	1178	1732	2233	2698	3137	3554	3952	4332	4696
σ_{Ltop}^{rel}	**559**	**2612**	**4118**	**5346**	**6408**	**7357**	**8222**	**9020**	**9763**	**10459**



Şekil 4.11. Rn atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

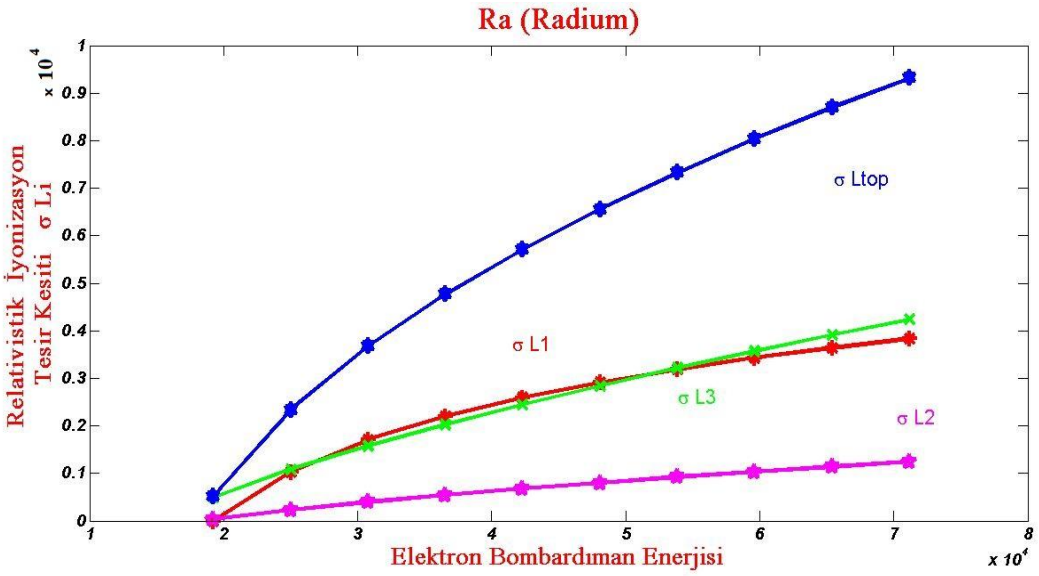


Şekil 4.12. Rn atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

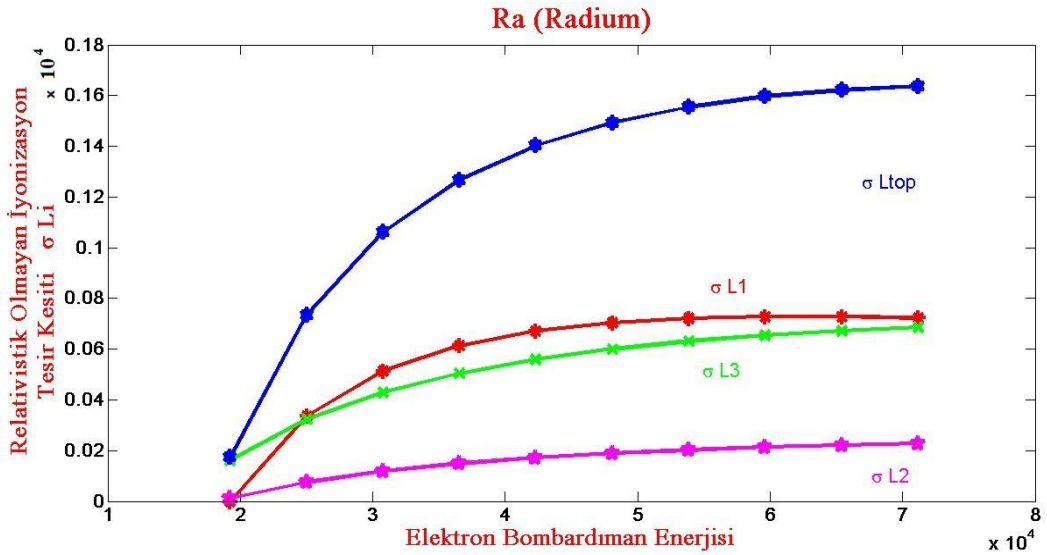
Ra için sonuçlar :

Çizelge 4.7. Ra atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	19237	25008	30779	36550	42321	48091	53863	59634	65405	71176
E_{L1}	19237	19237	19237	19237	19237	19237	19237	19237	19237	19237
E_{L2}	18484	18484	18484	18484	18484	18484	18484	18484	18484	18484
E_{L3}	15444	15444	15444	15444	15444	15444	15444	15444	15444	15444
σ_{L1}	0	336	513	613	671	703	720	727	728	722
σ_{L2}	11	75	118	148	171	188	202	213	221	228
σ_{L3}	161	323	429	504	559	600	631	655	672	685
$\sigma_{L(top)}$	***172***	***734***	***1060***	***1265***	***1401***	***1491***	***1553***	***1595***	***1621***	***1635***
σ_{L1}^{rel}	0	1028	1701	2129	2590	2915	3198	3430	3641	3829
σ_{L2}^{rel}	31	234	398	542	675	800	918	1031	1139	1248
σ_{L3}^{rel}	488	1076	1575	2025	2444	2839	3215	3573	3915	4243
σ_{Ltop}^{rel}	***519***	***2338***	***3674***	***4696***	***5709***	***6554***	***7331***	***8034***	***8695***	***9320***



Şekil 4.13. Ra atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

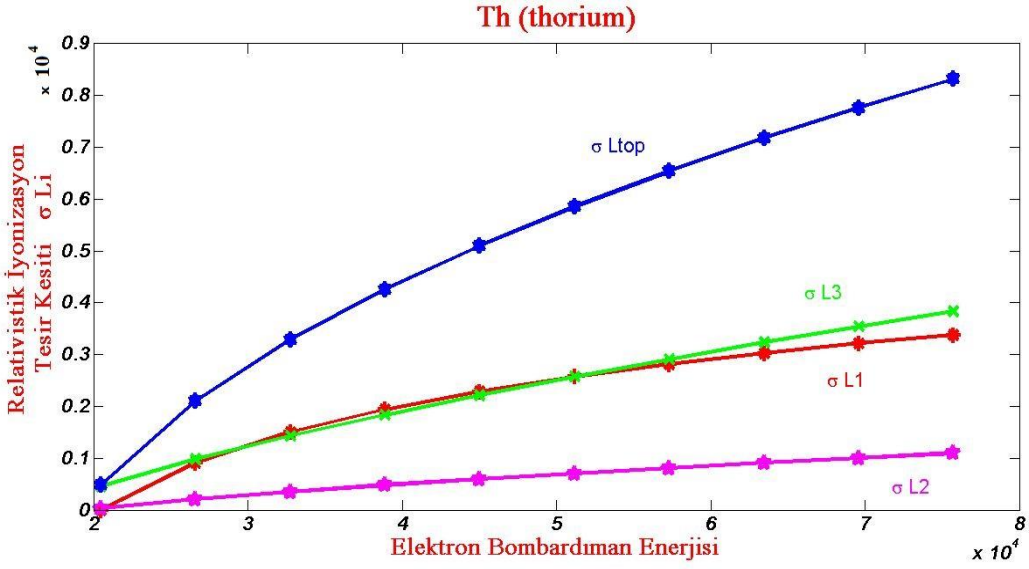


Şekil 4.14. Ra atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir.

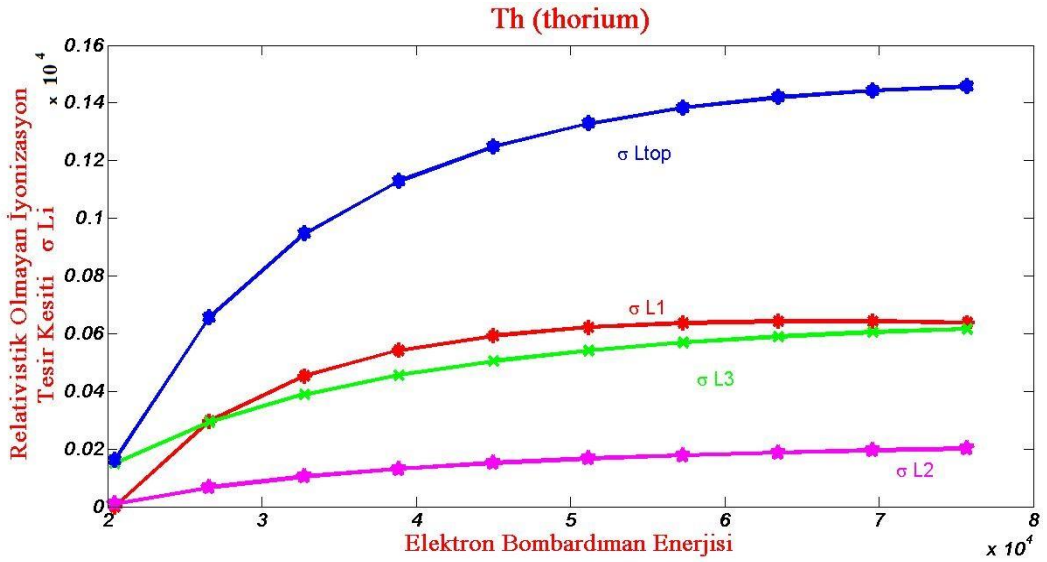
Th için sonuçlar :

Çizelge 4.8. Th atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	20472	26613	32754	38895	45036	51177	57318	63459	69600	75741
E_{L1}	20472	20472	20472	20472	20472	20472	20472	20472	20472	20472
E_{L2}	19693	19693	19693	19693	19693	19693	19693	19693	19693	19693
E_{L3}	16300	16300	16300	16300	16300	16300	16300	16300	16300	16300
σ_{L1}	0	296	453	541	592	621	636	642	641	638
σ_{L2}	9	66	103	130	150	166	178	187	195	201
σ_{L3}	150	294	388	455	504	541	568	589	605	616
$\sigma_{L(top)}$	***159***	***656***	***944***	***1126***	***1246***	***1328***	***1382***	***1418***	***1441***	***1455***
σ_{L1}^{rel}	0	908	1505	1946	2287	2577	2818	3029	3211	3384
σ_{L2}^{rel}	26	205	350	477	594	703	807	907	1002	1094
σ_{L3}^{rel}	454	983	1432	1838	2216	2571	2911	3234	3543	3838
σ_{Ltop}^{rel}	***480***	***2096***	***3287***	***4261***	***5097***	***5851***	***6536***	***7170***	***7756***	***8316***



Şekil 4.15. Th atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

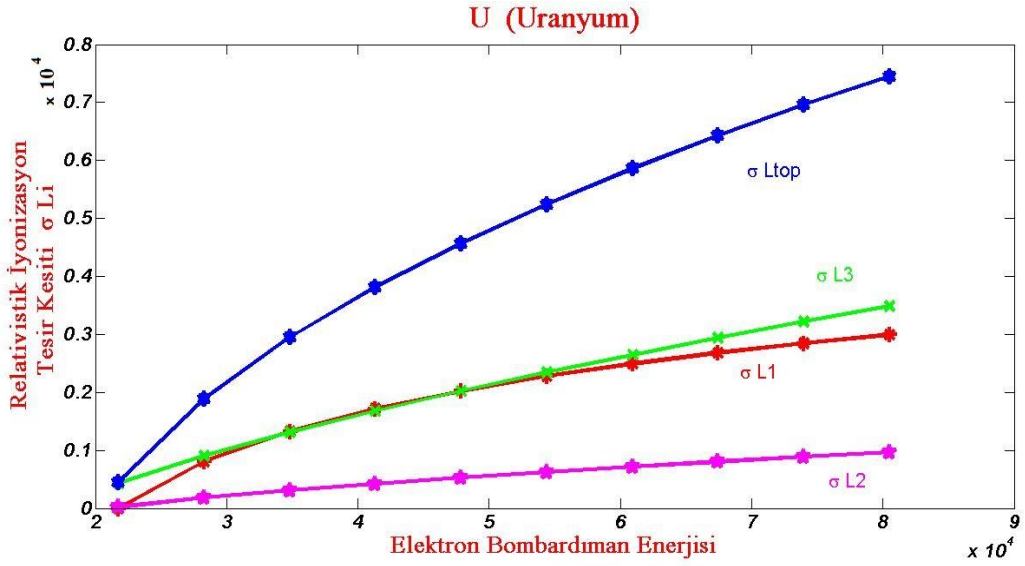


Şekil 4.16. Th atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin[E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

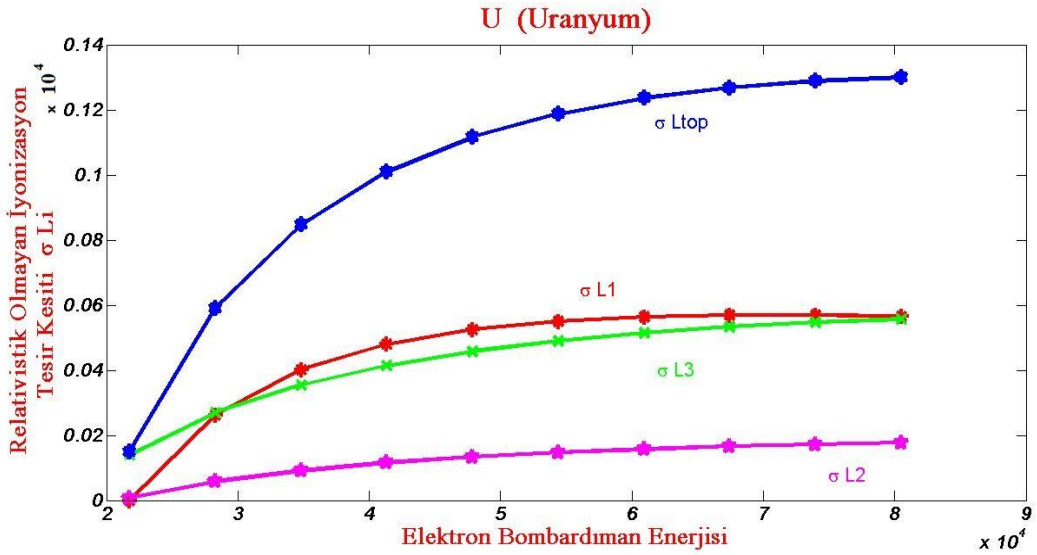
U için sonuçlar:

Çizelge 4.9. U atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	21757	28284	34811	41338	47865	54392	60919	67446	73917	80500
E_{L1}	21757	21757	21757	21757	21757	21757	21757	21757	21757	21757
E_{L2}	20948	20948	20948	20948	20948	20948	20948	20948	20948	20948
E_{L3}	17166	17166	17166	17166	17166	17166	17166	17166	17166	17166
σ_{L1}	0	262	401	479	524	550	563	568	567	565
σ_{L2}	8	58	91	115	133	146	157	165	172	177
σ_{L3}	140	269	354	413	457	490	514	533	546	556
$\sigma_{L(top)}$	**148**	**589**	**846**	**1007**	**1114**	**1186**	**1234**	**1266**	**1285**	**1298**
σ_{L1}^{rel}	0	804	1330	1718	2025	2278	2494	2681	2846	2993
σ_{L2}^{rel}	23	181	308	421	524	621	713	801	885	966
σ_{L3}^{rel}	426	903	1310	1678	2020	2344	2650	2945	3223	3490
σ_{Ltop}^{rel}	**449**	**1888**	**2948**	**3817**	**4569**	**5243**	**5857**	**6427**	**6954**	**7449**



Şekil 4.17. U atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

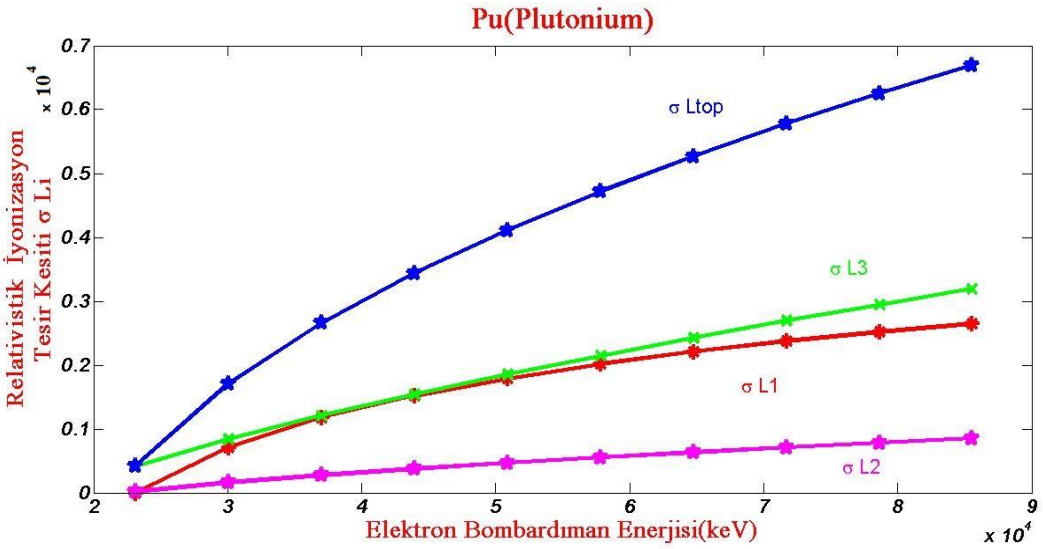


Şekil 4.18. U atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li}, elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

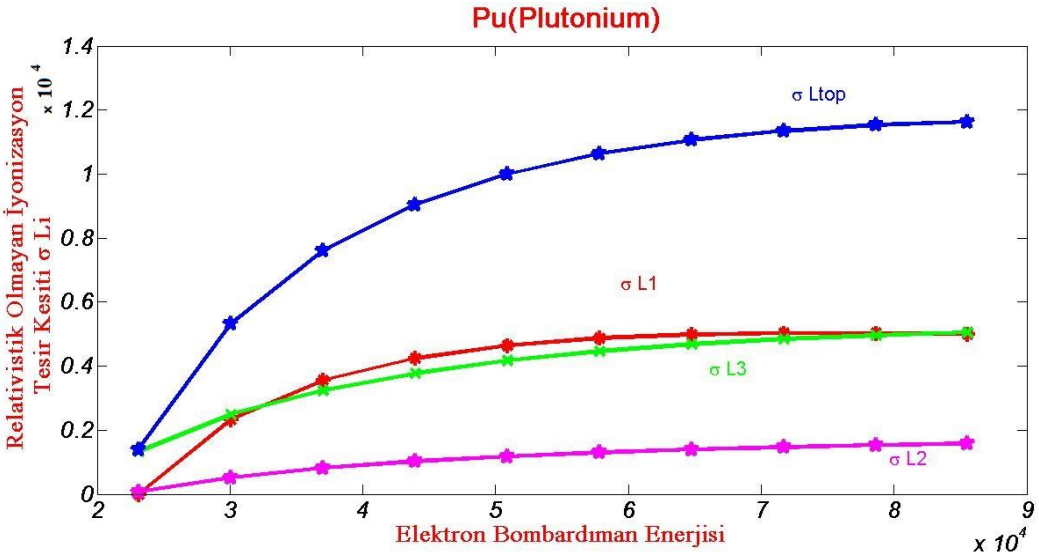
Pu için sonuçlar :

Çizelge 4.10. Pu atomunun L alt kabukları için hesaplanan teorik σ_{Li} ve σ_{Li}^{reel} barn cinsinden değerleri

	E_{01}	E_{02}	E_{03}	E_{04}	E_{05}	E_{06}	E_{07}	E_{08}	E_{09}	E_{10}
E_0 (eV)	23129	30067	37005	43943	50881	57819	64757	71695	78633	85571
E_{L1}	23129	23129	23129	23129	23129	23129	23129	23129	23129	23129
E_{L2}	22259	22259	22259	22259	22259	22259	22259	22259	22259	22259
E_{L3}	18042	18042	18042	18042	18042	18042	18042	18042	18042	18042
σ_{L1}	0	232	355	424	464	486	498	503	503	500
σ_{L2}	7	51	81	102	117	130	139	146	152	157
σ_{L3}	132	248	324	378	417	446	467	484	496	505
$\sigma_{L(top)}$	***139***	***531***	***760***	***904***	***998***	***1062***	***1104***	***1133***	***1151***	***1162***
σ_{L1}^{rel}	0	711	1177	1520	1792	2016	2207	2373	2518	2658
σ_{L2}^{rel}	20	160	273	373	464	550	632	709	784	856
σ_{L3}^{rel}	404	837	1207	1542	1854	2148	2428	2695	2949	3192
σ_{Ltop}^{rel}	***424***	***1708***	***2657***	***3435***	***4110***	***4714***	***5267***	***5777***	***6251***	***6706***



Şekil 4.19. Pu atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir



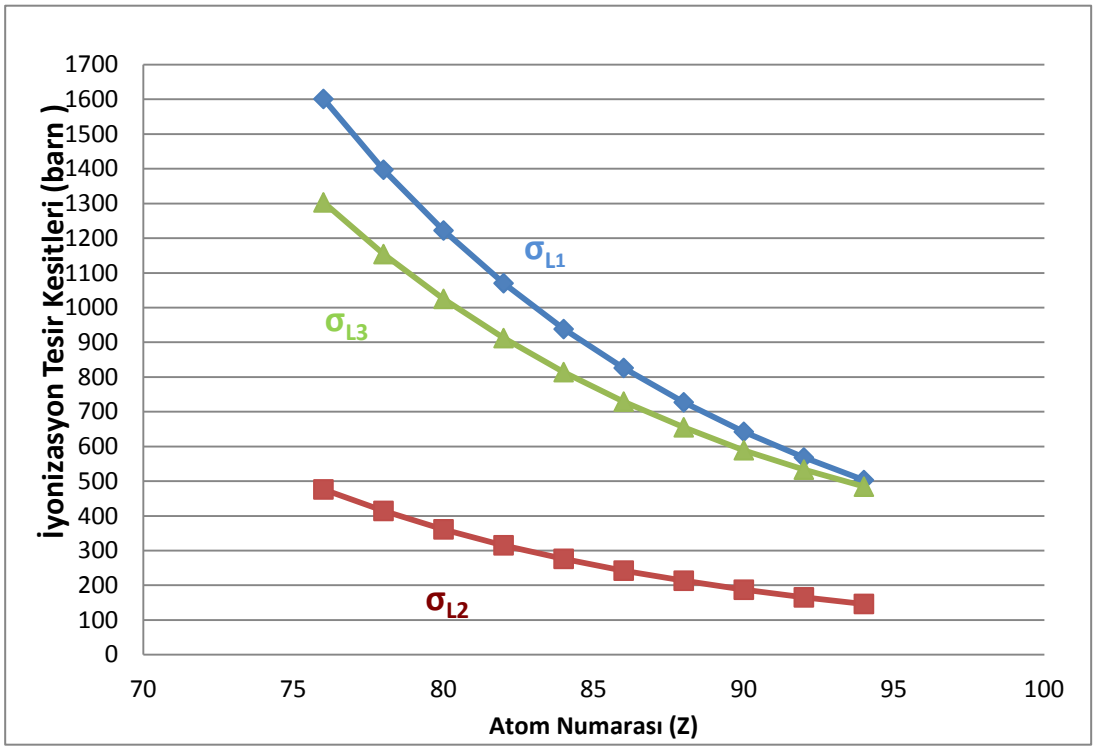
Şekil 4.20. Pu atomunun L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin σ_{Ltop}, σ_{Li} , elektron bombardıman enerjisinin [E_0 (keV)] fonksiyonu olarak değişimi. σ_i barn cinsinden verilmiştir

Çizelge 4.11. Atomlara ait toplam relativistik olmayan tesir kesiti (σ_{Ltop}) ve toplam relativistik tesir kesiti (σ_{Ltop}^{reel}) değerleri.Sonuçlar barn cinsinden verilmiştir

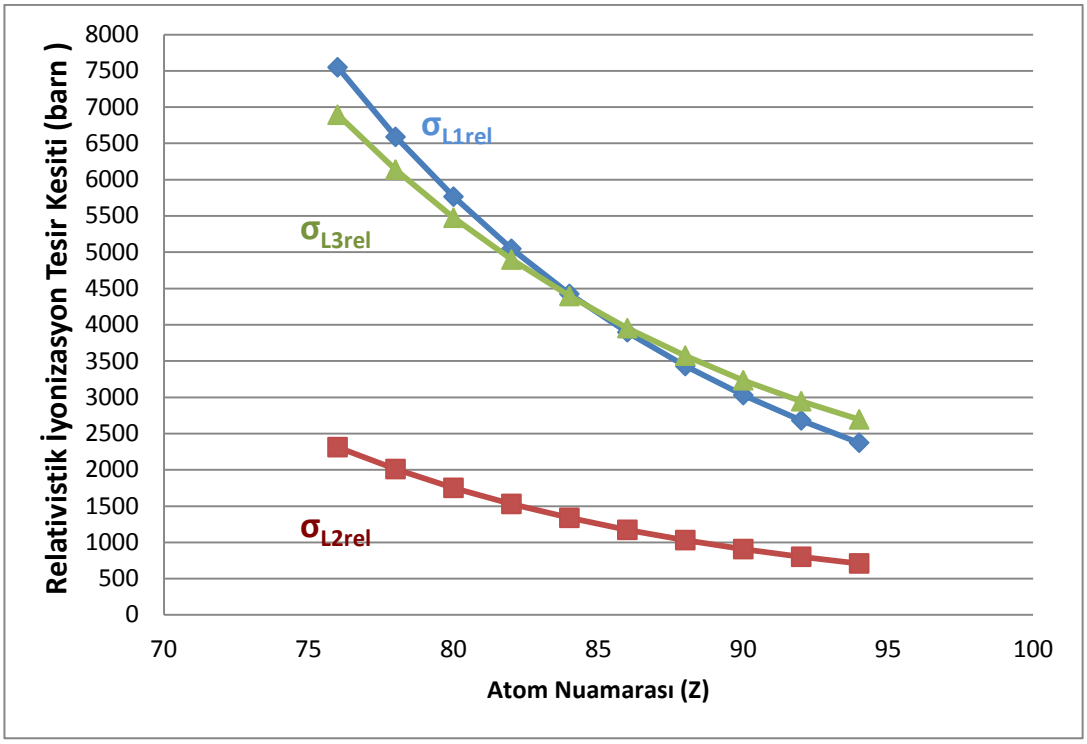
	Os	**Pt**	**Hg**	**Pb**	**Po**	**Rn**	**Ra**	**Th**	**U**	**Pu**
E_0 (eV)	12968	13880	14839	15861	16939	18049	19237	20472	21757	23129
	16858	18044	19290	20619	22020	23463	25008	26613	28284	30067
	20748	22208	23741	25377	27101	28877	30779	32754	34811	37005
	24638	26372	28192	30135	32182	34291	36550	38895	41338	43943
	28528	30536	32643	34893	37263	39705	42321	45036	47685	50881
	32418	34700	37094	39651	42344	45119	48092	51177	54392	57819
	36308	38864	41545	44409	47425	50533	53863	57318	60919	64757
	40198	43028	45996	49167	52506	55947	59634	63459	67446	71695
	44088	47192	50447	53925	57587	61361	65405	69600	73973	78633
	47978	51356	54898	58683	62668	66775	71176	75741	80500	85571
σ_{Ltop}	294	266	242	221	203	186	172	159	148	139
	1512	1332	1177	1041	923	821	734	656	589	531
	2218	1950	1718	1517	1341	1191	1060	944	846	760
	2665	2339	2060	1816	1605	1422	1265	1126	1007	904
	2958	2596	2285	2013	1779	1576	1401	1246	1114	998
	3156	2770	2437	2142	1895	1680	1491	1328	1186	1062
	3290	2886	2539	2237	1975	1750	1553	1382	1234	1104
	3380	2965	2608	2297	2028	1797	1595	1418	1266	1133
	3437	3015	2651	2337	2063	1828	1621	1441	1285	1151
	3470	3044	2678	2359	2082	1844	1635	1455	1298	1162
σ_{Ltop}^{rel}	873	793	722	662	609	559	519	480	449	424
	4767	4205	3717	3297	2931	2612	2338	2096	1888	1708
	7603	6692	5905	5223	4632	4118	3674	3287	2948	2657
	9908	8716	7685	6792	6017	5346	4696	4261	3817	3435
	11893	10460	9221	8146	7216	6408	5709	5097	4569	4110
	13663	12015	10591	9349	8282	7357	6554	5851	5243	4714
	15274	13431	11839	10457	9259	8222	7331	6536	5857	5267
	16754	14736	12990	11473	10157	9020	8034	7170	6427	5777
	18144	15950	14060	12417	10991	9763	8695	7756	6954	6251
	19439	17088	15064	13303	11771	10459	9320	8316	7449	6706

Çizelge 4.12. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için toplam iyonizasyon tesir kesitleri

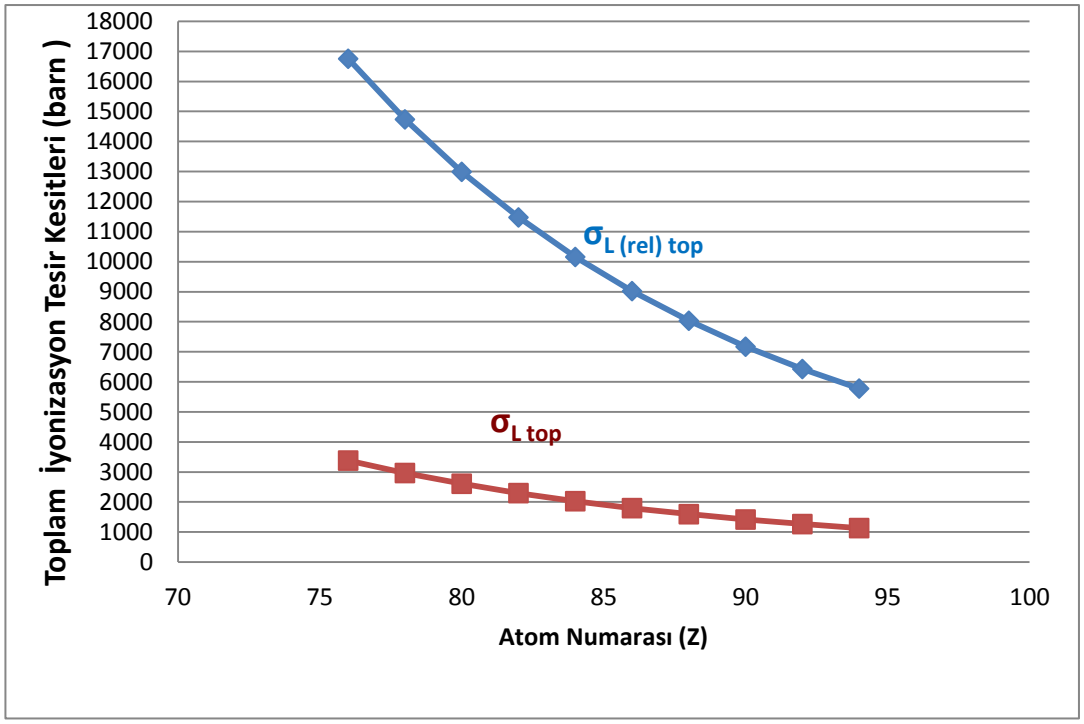
Atom	Atom numarası(Z)	$\approx 3E_i$ (keV)	σ_{L1}	σ_{L2}	σ_{L3}	σ_{L1}^{reel}	σ_{L2}^{reel}	σ_{L3}^{reel}	σ_{Ltop} (barn)	σ_{Ltop}^{reel}(barn)
Os	76	38000	1601	476	1303	7548	2312	6894	3380	16754
Pt	78	41600	1397	414	1154	6589	2010	6137	2965	14736
Hg	80	44500	1222	361	1025	5765	1751	5474	2608	12990
Pb	82	47500	1070	315	912	5046	1529	4898	2297	11473
Po	84	50800	938	276	814	4424	1338	4395	2028	10157
Rn	86	54000	826	242	729	3896	1172	3952	1797	9020
Ra	88	57700	727	213	655	3430	1031	3573	1595	8034
Th	90	61400	642	187	589	3029	907	3234	1418	7170
U	92	65000	568	165	533	2681	801	2945	1266	6427
Pu	94	69300	503	146	484	2373	709	2695	1133	5777



Şekil 4.21. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için iyonizasyon tesir kesitlerinin(σ_{L1}, σ_{L2}, σ_{L3}) karşılaştırılması



Şekil 4.22. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin(σ_{L1}^{rel}, σ_{L2}^{rel}, σ_{L3}^{rel}) karşılaştırılması



Şekil 4.23. Atom numarası Z ye göre, E_0 değerinin her bir atom için $\approx 3E_i$ değerine karşılık L kabuğu için relativistik ve relativistik olmayan toplam iyonizasyon tesir kesitlerinin karşılaştırılması

Sonuçlar ve Tablo 4.11 incelendiğinde eşik enerjisi bölgesinde atomların L alt kabukları seviyesinde (L_1, L_2 ve L_3) relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin çok küçük olmakla birlikte eşik enerjisinden uzaklaştıkça iyonizasyon tesir kesitlerinde artış meydana geldiği görülmektedir. Elektron bombardıman enerjisi belirli bir büyüklüğe ulaştıktan sonra artış miktarı çok küçük miktarlarla devam etmektedir. Bu durum her bir atom için elde edilen verilerle çizilen grafiklerde de gözlenmektedir. Ayrıca, benzer durum relativistik toplam iyonizasyon tesir kesitinde de tespit edilmektedir.

E_i eşik enerji değerinden çok daha büyük olan elektron bombardıman enerjisi ile atom uyarıldığında L kabuğundan elektron koparma olasılığı artmaktadır.

Sabit bir E_o elektron bombardıman enerjisi için iyonizasyon tesir kesiti ile atom numarası arasındaki ilişki için Tablo 4.12 ve Şekil 4.23 incelendiğinde atom numarasının büyüklüğü ile tesir kesitinin ters orantılı olduğu görülmektedir. Bu durumda atom numarası Z büyüdükçe iyonizasyon tesir kesiti σ küçülmekte ve elektron koparmak zorlaşmaktadır.

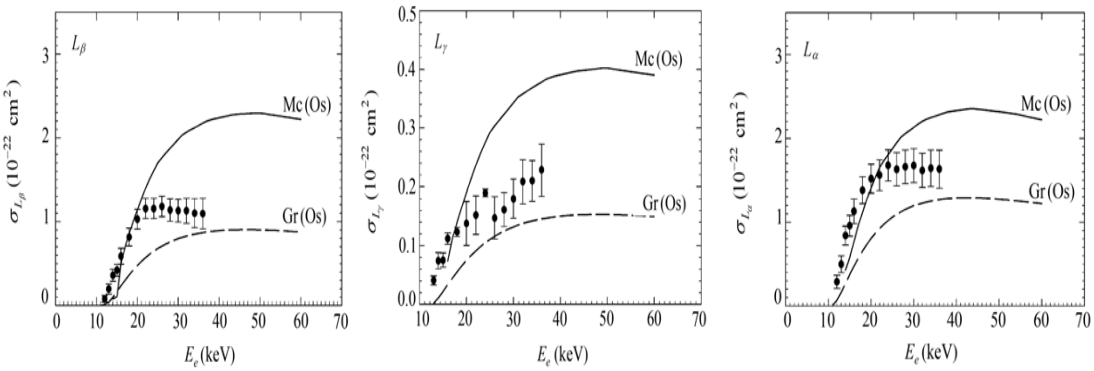
Eşit bombardıman enerjileri seviyelerinde atomların L alt kabukları (L_1, L_2 ve L_3) için relativistik iyonizasyon tesir kesitleri ile relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitleri incelendiğinde relativistik iyonizasyon tesir kesitlerinin relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerine göre daha fazla arttığı tesbit edilmektedir.

5.SONUÇ VE ÖNERİLER

Osmium için hesaplanan Çizelge 4.1 deki L kabuğu ve L_1, L_2 ve L_3 alt kabuklarına ait relativistik ve relativistik olmayan iyonizasyon tesir kesitlerinin değerlerini ve E_o'a bağımlılıklarını, literatürde deneysel olarak Wu Zhangwen et al(2006) tarafından yapılan deneysel çalışmanın sonuçlarıyla karşılaştırmak uygun görülmüştür. Fakat bu çalışmanın bir tek atom-bir tek elektron çarpışması olmadığı göz ardı edilmemelidir: Çünkü deneyde numune atom Os yu içeren Os maddesini 20-40 nm'lik bir tutucu üzerinde bombardıman edilmiştir.

Deneysel hataların(deney geometrisi dışında, hedef tutucu katı maddeden geriye saçılan elektronların ve ışınların istenmeyen katkısı, frenleme ışınımı ayrımında ve ölçümünde yapılan detektör verimliliği hataları, atomlardan çoklu saçılmalarını önleyememe, instabilite v.s gibi) sonuca katkıları hesaplanırken teknolojiniz ne kadar iyi olursa olsun pek çok istenmeyen zorunlu etkiler sonucu olumsuz etkiler. Bu da sonucun teoriyle karşılaştırılmasında belirsizliği ve güvenirliliği değiştirir.

Her şeye rağmen çalışılan enerji aralıklarının örtüşen kısmına ait E_o'a bağımlılık, Şekil 4.1 ve Tablo 4.1'deki L_1, L_2, L_3 alt kabuklarına ait relativistik iyonizasyon tesir kesiti değerleri, kısmen bunlara karşılık olmasına rağmen Wu ve ark. (2006) çalışmasından alınan Şekil 5, 6 ve 7 içeriklerindeki bağımlılıkla iyi bir benzerlik göstermektedir.



Şekil 5.1.2.3. Elektron bombardımanı enerjisi E_o ın bir fonksiyonu olarak, Os(osmium)' un L_α , L_β ve L_γ çizgisinin tesir kesiti. Siyah noktalar deneysel çalışma Wu et al ın(2006), katı çizgi Mc(McGuire 1977) ve kesik çizgi ise Gr(Gryzinski 1965) nin teorik çalışmalarıdır

Xenon'nun L ve L_i alt kabuğu iyonizasyonu tesir kesitleri için deney hata sınırları içinde, küçük enerji değerleri(iyonizasyon enerji değerlerine yakın) için McGuire(1977)'ın teorik hesaplamalarıyla çok iyi uyum içinde olduğu tespit edilmiştir Aydinol(1981). Bu öneri ve tespitin yıllar geçmesine rağmen kabul edilir olduğu gözükmektedir: 100 eV< E_0 <15 keV dan daha büyük E_o değerleri için her üç teorik hesaplamada(McGuire, Gryzinski, Lotz) relativistik düzeltmelerin çok daha ayrıntılı hesaplanması ve bağıntıların modifikasyonu gerekir.

Os için sonuçlar, Wu Zhangwen ve ark. (2006)'nın deneysel bulgularıyla ve Gryzinski(1965) ve McGuire'ın(1977) teorileri kullanılarak verilen hesaplamalar da karşılaştırılmıştır. Os' ma ait L kabuğu $\sigma^{i}_{L\ total}$ kesiti ve L_i(i=1,2,3) alt kabukları iyonizasyon tesir kesitleri σ^{i}_{i} (i:1,2,3) E_o ile hızla artmaktadır.

Yukarıda tablo ve grafiklerde verilen $_{76}Os,_{78}Pt,_{80}Hg,_{82}Pb,_{84}Po,_{86}Rn,_{88}Ra,_{90}Th,_{92}U,_{94}Pu$ atomlarının L kabuğu ve L alt kabukları iyonizasyon tesir kesitlerine ait veriler ve E_o enerjisine bağımlılıkları bu atomlara ait elektron-atom etkileşimiyle elde edilmiş henüz literatürde bulamadığımız başka çalışma sonuçlarıyla da karşılaştırılıp sonuçlar değerlendirilmelidir.

6.KAYNAKLAR

Aydınol, M. 1980. Angular Distribution of X-rays and auger electrons from rare gas atoms excited by electron impact. Doktora Tezi, Institute of Atomic Physics, University of Stirling(U.K). 225.

Aydınol, M. 1981. Ionization of xenon L subshells by low-energy electron impact. J of Phys. B: Atom Mol. Phys. 14: 741-750.

Aydınol, M., Meşe, E. 1993. Alçak enerjili elektronların hidrojen atomundan esnek saçılmasına ait kısmi tesir kesiti ve faz kayması hesabı. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Fakültesi Fen Bilimleri Dergisi, (15): 1-14.

Aydınol, M. 2007. X-ray production and ionization cross section of K shell of argon by electron impact near threshold region. Indian Journal of Pure& Applied Physics.(45): 641-646

Aygün, E., Zengin, M. 1998. Atom ve Molekül Fiziği. Ankara Üniversitesi, Ankara,273s.

Bambynek, W., Craseman,B., Fınk, R.W., Freund, H.U., Mark, H., Swıft, C.D., Prıce, R.E. and Raol, P.W., 1972. Review Mod. Phys., 44:716.

Bethe H , Astrophys J.,1930. Ann Physik 5, 325

Brouwer, P. 2003. Theory of XRF. Panalytical B.V. Netherlands

Burhop E.H.S., 1961. Theory of collisions. *Quantum theory. A Press.* 299- 436. New York

Davis, D.V., Mistry, V.D., Quarles C.A. 1972. Inner shell ionization of copper, silver and gold by electron bombardment. Physics Letters A. 38 (3): 169-170.

Deutsch, H., Margreiter, D., Mark, T. D. 1994. A semi-empirical approach to the calculation of absolute inner-shell electron impact ionization cross. Zeitschrift für Physik D Atoms, Moleculesand Clusters. 29 (1): s 31-37.

Ferreıra, J.G. 1987. X-ray Spectroscopy In Atomic And Solid State Physics. Plenum Press. New York. 423s.

Gelir A. 2011. Elektron-Atom(Ar, Ni, Kr, Xe ve W) etkileşmesiyle İç Kabuğu iyonizasyonu eşiği seviyesinde uyarılması ve iyonizasyon tesir kesitlerinin Lotz denklemiyle hesaplanması, Y Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enst., Dicle Üniversitesi, Diyarbakır, Türkiye.

Gryzinski M.,1965. Two particle collisons(I): General relations for collisons in the laboratory system , Phys Rev A, 138: 305-321.

Hoffmann, D. H. H., Brendel, C., Genz, H. Löw, W., Müller S., Richter A. 1979. Inner-shell ionization by relativistic electron impact. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei.293(3):187-201.

Hyman, H. A. 1979. Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury. Physics Review Letters. 20 (3): 855-859.

Jenkıns, R. 1986. An Introduction To X-Ray Spectrometry. Heyden and Son.New York.226s.

Kansu, M. E. 2007. Astrofizikteki nükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamaları. Yüksek lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Dumlupınar Üniversitesi, Kütahya. 107.

Khare, S.P. and Wadehra, J.M. 1996. K, L and M shell ionization of atoms by electron and positron impact. Can J. Physics . 74: 376-383

Kleinpoppen, H., McDowell, M. R. C. 1976. Electron and photon interactions with atoms. Sayfa:682. Plenum Press USA.

Lotz, W. 1966. Electron impact ionization cross section and ionization rate coefficients for atoms and ions. Astrophysical Journal Supplement. 14: 207-238.

Lotz, W. 1967. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. 206(2) : 205-211.

Lotz,W.1967. An empirical formula for the electron impact ionization cross section. Institut für Plasmaphysik, Garching, West Germany. 17(12): 673.

Lotz, W. 1967. Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions. Astrophysical Journal Supplement. 14(2) : 207 -238.

Lotz, W. 1970. Electron-impact ionization cross-sections for atoms up to Z=108. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. 232(2) : s 101-107.

Lotz, W. 1970. Electron Binding Energies in Free Atoms.Josa. 60(2): s 206-210.

McGuire J., 1977. Scaled electron ionisation cross sections in the Born approximation, Phys Rev A, 16: 73-79.

Merlet, C., Llovet, X. ve Salvat, F. ve Fernandez-Varea, J.M. 2000. Relative Cross Sections for L- and M-Shell Ionization by Electron Impact. Microchimica Acta .132(2-4): s163-171.

Merlet, C., Llovet, X. ve Salvat, F. 2004. Measurements of absolute K-shell ionization cross sections and L-shell x-ray production cross sections of Ge by electron impact. Physical Review.69 (3).

McCarthy, I. E., Weigold, E. 1991. Electron momentum spectroscopy of atoms and molecules. Rep. Prog. Phys. 54: 789-879.

Moy A, Merlet C, Llovet X., and Dugne O, Measurements of absolute L- and M-subshell x-ray production ; J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 46 115202,2013, doi:10.1088/0953-4075/46/11/115/202

Pessa, V. M., W. R. Newell, U.R.1971. Electron impact ionization cross sections of inner atomic shells. Physica Scripta, (Sweden) 15 (3): 165-168.

Powell, C. J. 1976. Cross sections for ionization of inner-shell electrons by electrons. Reviews of Modern Physics, 48 (1): 33-47.

Schreiber, T.P., Wims, A.M. 1982. Relative intensities of K and L shell X-ray lines. In Microbeam Analysis, Heinrich, K.F.J. (Ed.): 161–166. San Francisco: San Francisco Press Inc.

Scofield James H., 1970. K- and L-shell ionization of atoms by relativistic electrons, Physical Rev. 3,18, 963,970.

Sıegbahn, K. 1974. Alpha-Beta And Gamma-Ray Spectrometry. North-Holland Publishing Company, Netherlands, s.38-39.

Şahin, Y. 1989. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, sayfa 416. Erzurum.

Taş, R. 2011. Atom numarası $61 \leq Z \leq 71$ arasındaki elementlerin L tabakasına ait tesir kesit ve Coster-Kronig şiddetlendirme faktörlerinin hesaplanması. Yüzüncüyıl Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Van. 54.

Tawara, H. 1975. K-shell ionization by relativistic electron impact. Physics Letters A. 54 (2): 171-173

Tuzluca, F. N. 2007. Bazı elementlerin L tabakasından M ve N tabakasına boşluk geçiş ihtimallerinin ölçülmesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Sütçü İmam Üniversitesi, Kahramanmaraş 73.

Ulu,M. 2007. Elektron - Elektron çakışma deney düzeneğinin kurulması ve düzeneğin simülasyonu Fen Bilimleri Enstitüsü Selçuk Üniversitesi, Konya.56.

Wu Z., Gou C., Yang D., and et al., 2006. the L -shell ionisation of Ho and Os induced by electron impact, Chinese science bulletin, vol.51 no. 16, 1929-1933, DOI: 10.1007/s11434-006-2051

Yılmaz, R. and Arıcı K., 2010. Measurements of Coster-Kronig enhancement factors and L Subshell X-Ray Fluorescence Cross-Sections for 55Cs Vol. 22,No 7, "Asian Journal of Chemistry", 5463–5467.

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Diyarbakır'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Mardin-Nusaybin de, lise öğrenimini Diyarbakır Cumhuriyet Fen Lisesi'nde tamamladı.

2001 yılında Dicle Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu.

2010 yılında Dicle Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisansa başladı.Evli ve iki çocuk sahibi.